



MOLEKULAARFÜÜSIKA LABORATOORSETE TÖÖDE JUHENDID

1988

TARTU RIIKLIK ÜLIKOOL
Üldfüüsika kateeder

MOLEKULAARFÜÜSIKA LABORATOORSETE TÖÖDE JUHENDID

Teine, parandatud trükk

Koostanud J.Salm

TARTU 1988

Kinnitatud füüsika-keemiateaduskonna
nõukogus 30. novembril 1987.a.

Eessõna

Käesolev kogumik sisaldab molekulaarfüüsika laboratoorse te tööde juhendeid, mis on mõeldud eelkõige füüsikaosakonna üliõpilastele üldfüüsika praktikumi sooritamiseks. Üksikud juhendid sellest kogumikust sobivad kasutamiseks ka teiste erialade üliõpilastele.

Kogumikku võetud tööd on paljude aastate jooksul olnud käigus Tartu Riiklikus Ülikoolis ja vastavad ka kehtivale üleliidulisele füüsika praktikumi programmile ülikoolide jaoks.

Üksiku juhendi saamislugu võib olla mitmesugune. Tavaliselt on taolised tööjuhendid juba ammu olnud mõne ülikooli praktikumijuhendite kogumikus (käesolevad enamasti kogumikus [3]), kuid neid on aja jooksul mitmete inimeste poolt ümber töötatud, täiendatud ja kohandatud. Märkime siin juhendite viimaste ümbertöötajate nimed. Kui juhend ühtib suurel määral oma kirjanduses ilmunud eelkäijaga, on nurksulgudes vastav viide.

1. - [3] H. Iher, 2. - J. Salm, 3. - [3], 4. - [3] H. Iher, T. Mürsepp, 5. - [3], 6. - [3], 7. - [4] J. Salm, 8. - [5] H. Oks, 9. - H. Iher, 10. - [3] T. Mürsepp, 11. - [4] T. Mürsepp, 12. - [5] H. Iher, 13. - [3] T. Mürsepp, 14. - J. Salm, 15. - H. Mürk, J. Salm, 16. - J. Salm.

Juhend näitab, milline on tööülesanne ja töövahendid. Reeglina on antud ka teoreetiline sissejuhatus töösse. On antud võrdlemisi üksikasjalikud juhised töö sooritamiseks - töö käik. Veel on juhendis lisaküsimusi ja -ülesandeid teadmiste kontrollimiseks ning töö edasiarendamiseks. Juhend lõpeb kirjanduse loeteluga.

Tööülesanne on antud lühidalt, täpsustused esinevad ülejäänud tekstis, eriti töö käigu kirjelduses. Töövahendeid on vaja põhjalikult enne katsete juurde asumist uurida ning tundma õppida. Töö teoreetilised alused on vaja enne töö

juurde asumist endale selgeks teha, kasutades selleks ka juhendi lõpus soovitatud kirjandust ning lisaküsimusi, mis on mõeldud vastamiseks enne praktikumi. Töö käigus tuleb tähelepanelikult (aga mitte pimesi) jälgida juhendit, et saaks tehtud kõik, mida on nõutud. Füüsikaosakonnas on loomulik lahendada ka lisäülesandeid pealkirjaga "pärast praktikumi", täpsemalt reguleerib seda juhendav õppejõud.

Mis puutub protokoll-aruande vormistamisse, siis selle kohta on kirjanduses piisavalt näpunäiteid olemas [1], [2], on vaja ainult neid mitte unustada.

Mõõtmistäpsuse hindamiseks on mõnes juhendis antud konkreetseid juhiseid, teistes mitte, kuid tuleb püüda hinnata mõõtmistäpsust (piirviga) igas töös, kus see on võimalik.

Küllaltki detailsete juhendite olemasolu ei tohiks välis- tada loomingulist lähenemist tööle, mis võiks seisneda näiteks meetodiliste vigade allikate otsimises. Heade tulemuste eelduseks on põhjalik teoreetiline ettevalmistus enne praktikumi, tähelepanelik ja rahulik töö laboratooriumis ja üksikasjaliku ning korrektse protokoll-aruande vormistamine koos mõõtmisvigade analüüsiga.

Kirjandus

1. H. Oks, J. Salm. Füüsika praktikumi üldeeskirjad, ohutustehnika nõuded ja meetodilised juhendid. TRÜ. Tartu, 1985.
2. Üldmõõtmiste praktikumi tööjuhendid. I. Koostanud E. Tamm. TRÜ. Tartu, 1987.
3. Üldmõõtmiste, mehaanika ja molekulaarfüüsika praktikumi tööjuhendid. Koostanud E. Tamm. TRÜ rotaprint, Tartu, 1968.
4. J. Lang, B. Mets, A. Pae. Füüsika praktikum, Tln., 1960.
5. Физический практикум. Механика и молекулярная физика. Под ред. В.И. Ивероновой. "Наука", М., 1967.

1. VEDELIKU SISEHÖÖRDETEGURI TEMPERATUURIST SÕLTUVUSE MÄÄRAMINE STOKES'I MEETODIL

1. Tööülesanne

Vedeliku (õli) sisehõõrdeteguri määramine mitmesugustel temperatuuridel Stokes'i meetodil. Sisehõõrdeteguri temperatuurist sõltuvuse empiirilise valemi leidmine.

2. Töövahendid

Termostaat UT-10, veenõu koos uuritavat vedelikku sisaldava klaasnõuga, teraskuulikesed, 2 stopperit, keeduspiraal.

3. Teoreetiline sissejuhatus

Reaalse vedeliku molekulide vahel mõjuvate hõõrdejõudude tõttu on takistatud vedeliku osade makroskoopiline liikumine üksteise suhtes. Sellise mõju suurust iseloomustab sisehõõrdejõud. Vedeliku laminaarsel voolamisel määratakse kiirusega v liikuvale vedelikukihile ülejäänud vedeliku poolt mõjuva sisehõõrdejõu suurus F Newtoni valemiga

$$F = \eta S \frac{dv}{dz}, \quad (1)$$

kus S on vaadeldava vedelikukihi pindala;

$\frac{dv}{dz}$ - vedelikuosakeste kiiruse tuletis suunas, mis on risti vedelikukihi pinnaga;

η - keskkonna sisehõõrdetegur e. dünaamiline viskoossus.

Jõud on suunatud risti kiiruse gradiendiga (vektoriga, mis näitab kiiruse maksimaalse muutumise suunda ja mille suurus on võrdne kiiruse tuletisega selles suunas) ja ta takistab vedelikukihi liikumist ümbritsevate kihtide suhtes.

Kui vedelikus liigub mingi tahke keha, mida antud vedelik täielikult märgab (s.o. tõmbejõud tahke keha ja vedeliku mo-

lekulide vahel on suuremad kui vedeliku molekulide vahel mõjuvad tõmbejõud), siis kleepub keha pinnale õhuke vedelikukiht. See kiht liigub koos kehaga nagu tervik ning tõmbab kaasa ka järgmisi vedelikukihte. Seega täielikult märguva keha liikumist takistava sisehõõrdejõu suurus sõltub oluliselt vedeliku sisehõõrdetegurist, ei sõltu aga liikuva keha ainest.

Sisehõõrdumise olemasolu tõttu reaalsetes vedelikes on vedelikus liikuva keha ümber vedelikuosakeste kiirused jaotunud keeruliselt. Mida suurem on keha liikumise kiirus, seda tugevsemad keerised tekivad liikuva keha taga ning seda enam erinevad kehale eest- ja tagantpoolt mõjuvad rõhumisjõud.

Inertsijõu ja hõõrdejõu suhet iseloomustab Reynoldsi arv

$$Re = \frac{\rho_1 v l}{\eta}, \quad (2)$$

kus ρ_1 - vedeliku tihedus,

v - voolu keskmine kiirus,

l - liikuva vedeliku ristlõikele iseloomulik mõõde vedeliku voolamisel (ümmarguse ristlõikega torus näiteks toru läbimõõt).

Reynoldsi arvu suurus määrab ka voolamise iseloomu: selle väikeste väärtuste korral on voolamine laminaarne; alates nn. kriitilisest väärtusest Re_{kr} muutub voolamine häirituste olemasolul turbulentseks. Ümmarguse ristlõikega toru korral on $Re_{kr} \approx 2300$.

Üldiselt on tahke keha vedelikus liikumise ülesanne väga keeruline ja lahendatud on see ainult mõnel lihtsamal erijuhtul. Näiteks piiramatus viskoosses keskkonnas aeglaselt liikuvale jäigale kerakujulisele kehale mõjuv sisehõõrdetakistus \vec{F} on arvutatav Stokes'i seadusest^{*}:

$$\vec{F} = -6\pi\eta r \vec{v}, \quad (3)$$

kus r on kera raadius,

\vec{v} - keha kiirus lõpmata kauge punkti suhtes.

Seadus on rakendatav siis, kui kera raadius on suurem

* Seaduse tuletas 1851.a. inglise füüsik G.G. Stokes.

keskkonna molekulide vaba tee pikkusest ja Reynolds'i arv on väike. Takistusjõu arvutamisel Stokes'i valemi järgi tehtav suhteline viga (eksperimentaalses võrrelduna) protsentides on toodud järgnevas tabelis:

Tabel 1

Re	0,012	0,016	0,02	0,04	0,06	0,08	0,1
δ (%)	0,1	0,25	0,4	0,8	1,1	1,4	1,6

See erinevus δ määrab Stokes'i valemi rakendamisel tehtava meetodilise vea. Tabel on koostatud paljude uurijate poolt saadud eksperimentaalandmete järgi, kusjuures andmete hajuvusest tingitud δ väärtused on määratud veaga $\Delta\delta = 0,1 \dots 0,2 \%$.

Stokes'i meetodil vedeliku sisehõõrdeteguri määramiseks lastakse uuritavas vedelikus märguval väikesel kuulikesel vabalt langeda selles vedelikus. Seejuures mõjuvad kuulile reakusjõud, üleslükkejõud ja takistusjõud. Sobivalt valitud parameetrite korral tasakaalustuvad need jõud kiiresti ja kuulike hakkab langema ühtlaselt kiirusega v_0 . Kui kuulike se tihedus on ρ , vedeliku tihedus ρ_1 , kuulikese raadius r ja vedeliku sisehõõrdetegur η , siis jõudude tasakaalutingimus avaldub kujul

$$\frac{4}{3}\pi r^3 \rho g - \frac{4}{3}\pi r^3 \rho_1 g - 6\pi \eta r v_0 = 0.$$

Siit leiame

$$\eta = \frac{2}{9} \frac{(\rho - \rho_1) g r^2}{v_0}. \quad (4)$$

Saadud valem kehtib tabelis 1 antud täpsusega vaid lõpmatu ulatusega vedeliku korral. Reaalses katses ei ole keraga mittekaasaliikuvad (anuma suhtes paigalseisvad) kihid lõpmata kangel. Seetõttu on lõplikus anum as kiiruse gradient keraga kaasaliikuv as vedelikus suurem ja suurem on ka takistusjõud. Kui kuulike langeb silindrilises anum as raadiusega R_1 selle telge mööda, siis avaldub sisehõõrdetegur kujul

$$\eta = \frac{2}{9} \frac{(\rho - \rho_1) g r^2}{v_0 (1 + 2,4 \frac{r}{R_1})}. \quad (5)$$

Valemites (4) ja (5) esinevad suurused on eksperimentaalselt mõõdetavad ja seega saab arvutada vedeliku sisehõõrdetegurit, kui eespool toodud nõuded on täidetud.

Vedelike ja gaaside sisehõõrdetegurid sõltuvad tugevasti temperatuurist, kuid sõltuvuse iseloom on kummalgi juhul oluliselt erinev. Vedelike sisehõõrdetegur väheneb kiiresti temperatuuri kasvades. J. Frenkeli järgi

$$\eta = \eta_0 e^{-\frac{W}{kT}},$$

kus η_0 - sisehõõrdetegur normaalingimustel,

k - Boltzmanni konstant,

W - energia, mis tuleb vedeliku molekulile anda tema üleminekuks ühest ajutisest tasakaaluasendist teise.

Tavaliselt lähendatakse seda funktsiooni vaadeldavas temperatuurivahemikus astmefunktsiooniga

$$\eta = aT^b, \quad (6)$$

mis konstantide a ja b sobiva valiku korral lähendab sõltuvust küllalt hästi. T tuleks võtta siin Celsiuse kraadides.

4. Katseseadme kirjeldus

Vedeliku sisehõõrdeteguri temperatuurist sõltuvuse uurimiseks tuleb küllalt suure anuma ulatuses hoida küllalt pika aja jooksul konstantset temperatuuri. Selleks kasutatakse antud töös vesitermostaati. Termostaadi töö põhimõtte on toodud [4].

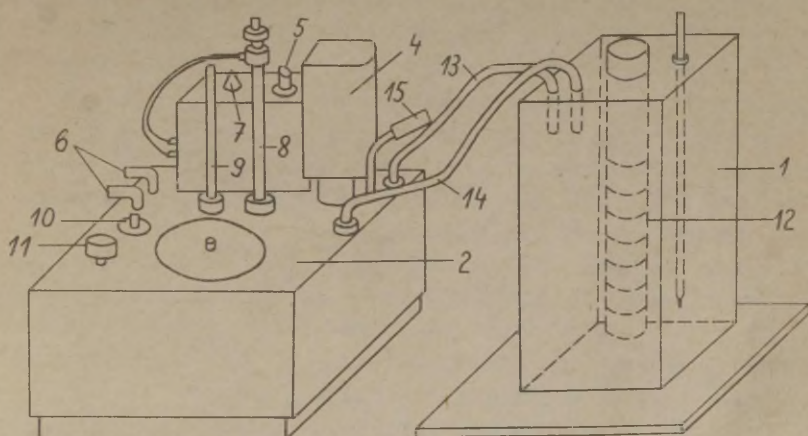
Käesolevas töös kasutatakse anum 1 jääva veetemperatuuri hoidmiseks termostaati UT-10, mille põhilisteks koostisosadeks on termostaadi anum 2, relee 3 ja pump 4, mis asub anum 2. Soojendajana kasutatakse topeltspiraali, mille küttevõimsus määratakse relee seitsmepositsioonilise ümberlülitiga 5 asendiga:

asend 0 - välja lülitatud,

H0 - sisse lülitatud pump ja juhtpinge,

H1 - nagu H0, kuid küttevõimsus on 270 W,

H2 - nagu H0, kuid küttevõimsus on 400 W,
H3 - nagu H0, kuid küttevõimsus on 800 W,
H4 - nagu H0, kuid küttevõimsus on 1200 W.



Joon.1. Katseseade.

Temperatuuri alandamiseks termostaadis võib juhtida läbi spiraali (spiraali otsad 6) jahutusvedelikku. Signaallambi 7 abil on võimalik jälgida kontakttermomeetri 8 töörežiimi. Temperatuuri täpsemaks määramiseks kasutatakse laboratoorset termomeetrit 9. Anuma vedelikuga täitmise ava on kaetud korkiga 10, anuma põhjas olev äravoolutoru on suletud kruvi 11 abil. Pumbaga pannakse vesi ringlema termostaadi UT-10 ja tema suhtes välistarbija - anuma 1 vahel, milles asub uuritava õliga nõu. Termostaadi topeltpumbast kasutame vaid ühte, kusjuures torust 13 surutakse vesi välja, torust 14 imetakse tagasi. Veevoolu võimsust reguleeritakse sulguriga 15. Soojenemise kiirendamiseks võib ajutiselt sisse lülitada lisa-spiraali. Mensuuris 12 olevasse uuritavas vedelikku tuleb kuulid suunata õlinõu teljel, mis peab olema võimalikult vertikaalne. Kasutatav temperatuuride vahemik ei tohi ületada 70°C.

5. Töö käik

Õli sisehõõrde teguri määramiseks konstantse temperatuuri juures tuleb kontrollkatsega määrata vahemik, kus kuuli liikumine on muutunud juba ühtlaseks. Selleks on meil kasutada 2 stopperit ja mensuuri skaala. Seejärel teeme valitud temperatuuri juures katse vähemalt kolme kuuliga.

Toatemperatuurist kõrgema temperatuuri saamiseks valime kontakttermomeetril vajaliku temperatuuri ja lüliti 4 abil lülitame sisse kütte; vajaduse korral kasutame vee soojenemise kiirendamiseks lisakütet - keeduspiraali, mille lülitame välja, kui signaallamp 6 kustub. Kui temperatuur on stabiliseerunud ja signaallambi põlemisrežiimi järgi on valitud sobiv küttevõimsus, võime asuda mõõtmiste juurde. Kontrollkatse tuleb teha iga temperatuuri korral. Sisehõõrde teguri määrame vähemalt 5 erineva temperatuuri juures.

Arvutame η iga temperatuuri korral kolme katse keskmisena. Khitame graafiku ja leiame lähendusvalemi, mis võimalikult hästi lähendaks saadud sõltuvust, s.o. leiame valemi (6) konstandid a ja b (vt. [2], lk. 221 jne.). Arvutame graafikule kantud punktidele vigade ristkülikud.

Arvutame Reynoldsi arvu ja meetoodilise vea, mille teeme antud tingimustel Stokes'i valemi kasutamisel. Kui suur on viga, mis tehakse valemi (5) asemel valemit (4) kasutades?

6. Lisaküsimusi ja ülesandeid

6.1. Enne praktikumi

1. Selgitada sisehõõrdumise mehhanismi vedelikes ja gaasides. Kuidas η sõltub temperatuurist ühel ja teisel juhul?
2. Milline peab olema signaallambi põlemise režiim, et termostateerimise täpsus oleks suurim?
3. Milline (kas minimaalne või maksimaalne) peab olema punba võimsus parima termostateerimistulemuse saamiseks? Miks?
4. Kuidas on määratud minimaalne temperatuur, mille juures on meie tingimustes võimalik termostaati

tööle rakendada?

5. Näidata, et Re on dimensioonitu suurus.

6.2. Pärast praktikumi

1. Milline võiks olla kuulikese ($\rho = 10^3 \text{ kg/m}^3$) maksimaalne raadius, mille abil õhu sisehõõrdetegurit ($\eta = 1,8 \cdot 10^{-5} \text{ Pa}\cdot\text{s}$) mõõtes metoodiline viga ei ületaks 1 %.
2. Milline on suhe viskoossuse ühikute vahel SI ja CGS süsteemis?
3. Kui suur on kasutatava kontakttermomeetri põhiviga?

Kirjandus

1. I. Saveljev. Füüsika üldkursus I. Tln., "Valgus", 1978, lk. 160 - 167.
2. H. Tamm. Füüsika praktikum. Metroloogia. "Valgus", Tln., 1971.
3. A.K. Кикоин, И.К. Кикоин. Молекулярная физика. М., 1976, стр. 317 - 321.
4. Üldmõõtmiste, mehaanika ja molekulaarfüüsika praktikumi tööjuhendid. Koostanud E. Tamm, TRÜ rotaprint, Tartu, 1968, lk. 229 - 236.
5. H. Voolaid. Mõõtevigade hindamine füüsika praktikumis. TRÜ. Tartu, 1986.
6. A.H. Матвеев. Молекулярная физика. М., 1987, стр. 342 - 343.

2. VEDELIKU VISKOSSUSE MÄÄRAMINE KETTA SUMBUVATEST PÖÖRDVÕNKUMISTEST

1. Tööülesanne

Uuritava vedeliku viskoossuse (sisehõrde teguri) määramine ketta sumbuva test pöördvõnkumistest.

2. Töövahendid

Traadi külge riputatud metallketas, vann vedeliku jaoks, ringskaala, sekundkell, termomeeter, uuritav vedelik, etalonvedelik (destilleeritud vesi), puhastusvahendid.

3. Meetodi teooria

Raske metallketas ripub traadi otsas nii, et traadi telg (pöörlemistelg) läbib ketta masskeset (joon. 1). Ketas on varustatud osutiga. Osuti ja ringskaala abil määratakse pöördvõnkumise nurkamplituude. Kui paigutada ketas vedelikku ja viia ta pöördvõnkumisse, siis vedeliku sisehõrdejõudude toimel võnkumised sumbuvad. Sumbuva pöördvõnkumise diferentsiaalvõrrand on selline:

$$I\ddot{\varphi} = -D\varphi - r'\dot{\varphi}$$

ehk

$$\ddot{\varphi} + 2 \frac{r'}{I} \dot{\varphi} + \frac{D}{I} \varphi = 0, \quad (1)$$

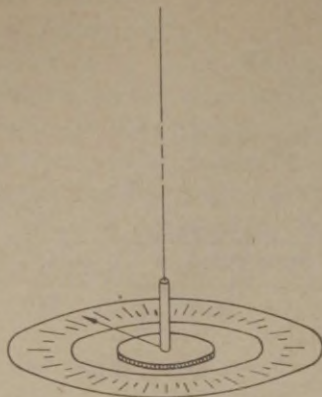
kus φ , $\dot{\varphi}$ ja $\ddot{\varphi}$ on vastavalt nurkhälve, -kiirus ja -kiirendus,

I - vedelikus võnkuva ketta inertsimoment,

D - traadi keerdjäikus,

r' - hõrdejõudude momendi tegur, mida mõdetakse ühikulise nurkkiirusega pöörlevale kettale mõjuva hõrdejõudude momendiga.

Võrrandi (1) lahend avaldub kujul



Joon.1. Katseseade.

$$\varphi = \phi_0 e^{-\delta t} \sin(\omega t + \psi) = \phi(t) \cdot \sin(\omega t + \psi), \quad (2)$$

kus ϕ_0 on algnurkamplituud,

$$\omega = \sqrt{\frac{D}{I} - \frac{r'^2}{4I^2}} - \text{võnkumiste ringsagedus,}$$

ψ - algfaas,

$$\delta = \frac{r'}{2I} - \text{sumbuvuse tegur,}$$

$$\phi(t) = \phi_0 e^{-\delta t} - \text{amplituud hetkel } t.$$

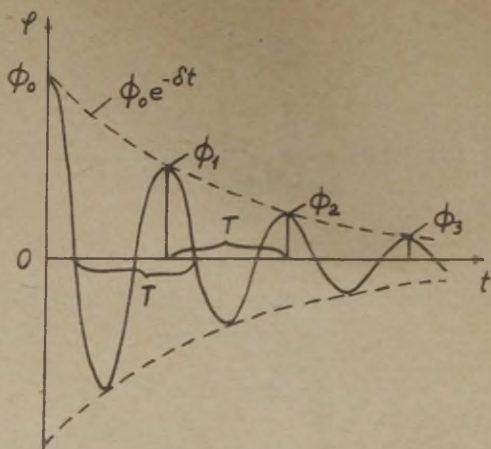
Ringsagedust ω võib avaldada järgmiselt:

$$\omega = \sqrt{\frac{D}{I} - \frac{r'^2}{4I^2}} = \sqrt{\omega_0^2 - \delta^2}, \quad (3)$$

kus ω_0 tähendab võnkumiste ringsagedust sumbuvuse puudumisel.

Sumbuvusteguri pöördväärtust nimetatakse relaksatsiooniajaks $\tau = \frac{1}{\delta}$. See on aeg, mille jooksul võnkumiste amplituud on vähenenud $e = 2,718 \dots$ korda.

Sumbuva võnkumise ajaline graafik on kujutatud joonisel 2, kus T on võnkeperiood.



Joon.2. Sumbuva võnkumise graafik.

Sumbuvusteguri seostamiseks viskoossusega η on vaja leida teguri r' avaldis. Vastava hüdrodünaamika (Navier-Stokes'i) võrrandi lahendamiseks saab leida vedeliku kiiruse u võnkumise ketta läheduses (u on ketta pinnaga paralleelne). Arvutades edasi kiiruse gradiendi $\frac{du}{dy}$ ristsuunas ketta pinnaga vahetult ketta pinnal, saame ketta pinnaelemendile (pindala ΔS) mõjuva hõõrdejõu vastavalt Newtoni valemile

$$\Delta F = \eta \Delta S \left. \frac{du}{dy} \right|_{y=0}.$$

kus y on ketta pinnaga ristsuunaline koordinaat.

Summeerides kõikidele ketta pinnaelementidele mõjuvad jõumomendid, saame kogu kettale mõjuva hõõrdejõudude momendi r' .

Eeldades, et hõõrdejõud on palju väiksem inertsijõust, s.t. et sumbumine on aeglane ning kui mitte arvestada ketta silindrilist välispinda, saame

$$\delta = \frac{r'}{2I} = \frac{\sqrt{\omega \rho \eta}}{\sqrt{2} \rho_k \cdot h}, \quad (4)$$

kus ρ - vedeliku tihedus,

ρ_k - ketta tihedus,

h - ketta paksus.

Sumbuvate võnkumiste eksperimentaalsel uurimisel kasutatakse sageli sumbuva logaritmilise dekrementi mõistet, sest see suurus on eksperimendist lihtsalt määratav ja lihtsalt seotud teiste huvipakkuvate suurustega. Sumbuvuse logaritmiline dekrement Θ on defineeritud kui kahe järjestikuse samasuunalise amplituudi suhte logaritm:

$$\Theta = \ln \frac{\phi(t)}{\phi(t+T)}.$$

Valemite (2) ja (4) abil leiame

$$\Theta = \sigma T = \frac{\sqrt{\pi \rho \eta T}}{\rho_k h}. \quad (5)$$

Logaritmilise dekrementi pöördväärtust nimetame võngete relaksatsiooniarvuks

$$N = \frac{1}{\Theta}.$$

See on täisvõngete arv, mille jooksul võnkumise amplituud väheneb e korda.

Valem (5) ongi käesolevas töös põhivalemiks. Arvestades seda, et ka vedeliku puudumisel ketta võnkumised sumbuvad energiakadude tõttu traadis (õhu hõõrdumise mõju on tunduvalt väiksem), võime vastava paranduse sisse viia, lahutades võrduse (5) vasakust poolest õhus mõõdetud logaritmilise dekrementi Θ_0 . Vedeliku viskoossus avaldub siis valemiga

$$\eta = \frac{\rho_k^2 h^2 (\Theta - \Theta_0)^2}{\pi \rho T}. \quad (6)$$

Valemit (6) võiks kasutada otseselt, kuid et tema tuletamisel on lihtsustavaid eeldusi tehtud (näiteks silindrilise pinna mittearvestamine), annab täpsemaid tulemusi võrdlusmeetod. Selleks määrame Θ nii tuntud kui ka tundmatu vedeliku jaoks. Tuntud (etalon-) vedeliku iseloomustussuurused varustame indeksiga e . Tundmatu vedeliku viskoossuse jaoks saame valeni

$$\eta = \frac{\rho_e T_e (\Theta - \Theta_0)^2}{\rho T (\Theta_e - \Theta_0)^2} \eta_e \quad (7)$$

Tundmatuks vedelikuks võib olla ka sama vedelik erineval temperatuuril.

4. Sumbuvuse logaritmilise dekremendi optimaalsest määramisest

Sumbuvuse logaritmilise dekremendi määramisel kahe naaberamplituudi abil ei pruugi piirviga sugugi minimaalne olla (võrreldes mitme amplituudi kasutamisega). Tuletame Θ valemil üldisema juhu jaoks, kui pole tegemist naaberamplituudiga. Nummerdame samasuunalisi amplituude indeksitega 0, 1, 2, ..., n. Loomulikult

$$\frac{\phi_0}{\phi_1} = \frac{\phi_1}{\phi_2} = \dots = \frac{\phi_{n-1}}{\phi_n} = e^{\Theta}.$$

Ühtlasi

$$\frac{\phi_0}{\phi_2} = e^{2\Theta}, \quad \frac{\phi_0}{\phi_3} = e^{3\Theta} \dots \frac{\phi_0}{\phi_n} = e^{n\Theta}. \quad (8)$$

Seega

$$\Theta = \frac{1}{n} \ln \frac{\phi_0}{\phi_n}. \quad (9)$$

Algamplituudi ϕ_0 võime suvaliselt valida, ϕ_n võib lugeda ϕ_0 -ks jne.

Nüüd püüame määrata optimaalse arvu n , et Θ piirviga oleks minimaalne. Leiame kõigepealt $\Delta\Theta$ absoluutse piirvea

$$\Delta\Theta = \frac{1}{n} \left(\frac{\Delta\phi_0}{\phi_0} + \frac{\Delta\phi_n}{\phi_n} \right)$$

ning suhtelise piirvea

$$\frac{\Delta\Theta}{\Theta} = \frac{\Delta\Theta}{\Theta} = \frac{1}{n\Theta} \left(\frac{\Delta\phi_0}{\phi_0} + \frac{\Delta\phi_n}{\phi_n} \right).$$

Amplituudi määramise piirviga ilmselt ei sõltu amplituudi väärtusest, $\Delta\phi_n = \Delta\phi_0$ ja

$$E_{\ominus} = \frac{\Delta\phi_0}{n_{\ominus}} \left(\frac{1}{\phi_0} + \frac{1}{\phi_n} \right) .$$

Kasutades valemit (8), avaldame $\phi_n \phi_0$ kaudu ja

$$E_{\ominus} = \frac{\Delta\phi_0}{n_{\ominus} \phi_0} (1 + e^{n_{\ominus}}) . \quad (10)$$

Optimaalse n leidmiseks tuleks lahendada ekstreemum-ülesanne, võrrutada E_{\ominus} esimene tuletis n järgi nulliga. Jättes ära konstantsed kordajad, saame ekstreemumi tingimuseks

$$n_m^{\ominus} = e^{-n_m^{\ominus}} + 1 .$$

Seda võrrandit pole õnnestunud analüütiliselt lahendada. Numbriline lahendus annab ligikaudseks tulemuseks

$$n_m^{\ominus} = 1,278$$

ehk

$$n_m = \frac{1,278}{\ominus} = 1,278 N . \quad (11)$$

Optimaalseks n väärtuseks n_m tuleks võtta valemi (11) abil leitud arvule lähim täisarv. Otstarbekas on arvatavasti juba võngete registreerimise käigus määrata paras võngete arv, ilma et me dekrementi \ominus veel teaks. Selleks avaldame valemite (8) ja (11) optimaalsele n_m -le vastava amplituudide suhte

$$\frac{\phi_0}{\phi_{n_m}} = e^{n_m^{\ominus}} \approx 3,6 ,$$

s.t. optimaalne on võngete arv siis, kui amplituud on vähenenud 3,6 korda. Täpsuse tõstmise huvides võtame arvutuse aluseks suuremal arvul amplituudide paare $(\phi_0, \phi_{n_m}), (\phi_1, \phi_{n_m+1})$ jne.

Siin tuleks leida kaalutud keskväärus, kuna iga järgneva amplituudide paariga läheb \ominus viga e^{\ominus} korda suuremaks. Et see aga tavaliselt oluliselt ei erine harilikust keskväärusest, piirdume töö põhivariandis viimasega.

Kuidas avaldub \ominus (minimaalne) piirviga ühe amplituudide

paari puhul, kui me oleme kasutanud n_m ? Valemitest (7), (9), (10) ja ekstreemumi tingimusest saame

$$E_{\Theta \min} = \frac{\Delta \phi_0}{\phi_0} e^{n_m} = 3,6 \frac{\Delta \phi_0}{\phi_0} = \frac{\Delta \phi_0}{\phi_{n_m}}. \quad (12)$$

5. Töö käik

1. Puhastame traadi otsas rippuva ketta sooladest äädika abil ja rasvajäätmetest piirituse, atsetooni või bensiini abil. Hoiame seejuures ketast ettevaatlikult võllist.

Tekitame väikese amplituudiga pöördvõnkumisi (umbes 20°) ja määrame võnkeperioodi õhus T_0 täisvõnke aja järgi.

2. Tekitame eriseadme abil pöördvõnkumisi amplituudiga kuni 90° . Treenime skaalalt lugemist. Määrame tasakaaluasendi.

3. Paneme jällegi ketta võnkuma mõõduka amplituudiga. Registreerime osuti ühepoolsed äärmised asendid $a_0, a_1, a_2, \dots, a_m$. Õhus võnkumisel me ei püüa oodata, kuni amplituud väheneb 3,6 korda, vaid piirdume orienteeruvalt 20 ... 25 võnkega. Seejärel seiskame ettevaatlikult ketta ja määrame uuesti tasakaaluasendi \bar{a} . Amplituudid määrame $\phi_c = a_0 - \bar{a}$, $\phi_i = a_i - \bar{a}$ jne. Soovitav on teha tabel

1	a_i	ϕ_i	ϕ_i / ϕ_{i+1}	Θ_3
0				
1				
2				
.				
.				
.				
1				
.				
.				
.				
m				

1 tuleks nii valida, et saaks maksimaalse arvu amplituudide suhteid. Θ_3 väärtustest leiame aritmeetilise keskmise.

4. Täidame anuma etalonvedelikuga (destilleeritud vesi), mõõdame selle temperatuuri. Laseme ketta vedelikku, anuma

keskele. Viime läbi samasugused mõõtmised kui punktis 3, kuid nüüd laseme kettal võnkuda niikaua, kuni amplituud (tasakaaluasendi suhtes) on vähenenud vähemalt 10 korda. Seeria lõpus määrame täpselt tasakaaluasendi \bar{a} . Tabeli pea näeks välja järgmiselt

1	a_1	ϕ_1	$\phi_1 / \phi_{n_m} + 1$	ω_e

n_m määrame ϕ_1 -de abil, s.o. võnke numbriga, mille juures amplituud on vähenenud ligikaudu 3,6 korda.

Leiame võimalikult palju suhteid ϕ_0 / ϕ_{n_m} , ϕ_1 / ϕ_{n_m+1} jne., aga mitte üle 10. Leiame jällegi ω_e aritmeetilise keskmise.

5. Määrame ketta võnkeperioodi T_e . Selleks mõõdame suurema arvu (näiteks 10) täisvõnke sooritamiseks kulunud aja. Kontrollime ühe täisvõnkega, kas pole ekset.

6. Kordame punktides 4 ja 5 kirjeldatud mõõtmisi uuritava vedelikuga (või sama vedelikuga erineval temperatuuril).

7. Arvutame uuritava vedeliku viskoossuse valemist (7). Märkime juurde temperatuuri ja termomeetri piirvea.

8. Arvutame veel sumbuvastegurid δ_e ja δ' , relaksatsiooniajad τ_e ja τ ning relaksatsiooniarvud N_e ja N .

6. Metoodilisi ja metrooloogilisi juhiseid

Metoodilised vead tekivad põhiliselt lähtevõrrandite (1), (4) ja konkreetse katseseadme mittevastavusest. On soovitatav analüüsida, millised võiksid need lahkuminekul olla.

Ülal kirjeldatud arvutusmeetodi puhul on analüüsitud optimaalse võngete arvu valikut, et saavutada minimaalset sumbuvasteguri piirviga. Piirviga tuleb, muide, seda väiksem, mida suurem on algamplituud. Kuid algamplituudi ei või liiga suurt võtta, sest siis tekib kõrvalekaldumisi Hooke'i seadusest traadi deformatsioonil ja mõeldav on ka vedeliku inertsi suurem mõju (mida võrrand (1) ei arvesta). Soovitame võtta algamplituudi orienteerivalt 90° .

Juhuslikke vigu saab ilmselt oluliselt vähendada kesk-

väärtuse leidmisega. \odot keskvaartuse usalduspiirid (95 % nivoo juures) võiks määrata märgitesti järgi [3, p. 35.4], kuigi siin jääb arvestamata tulemuste mittevõrdtäpsus.

Aja mõõtmisel elektrilise sekundkellaga tuleb kindlasti mõõta võrgusagedus, vähemalt kahel korral (vähemalt poole-tunnise vahega). Piirvigade arvutamiseks on soovitatav tule-tada meelde laboratoorseid tööd "Aegrelee kaliibrimine".

Et viskoossus sõltub tugevasti temperatuurist, tuleb ka temperatuuri mõõtmisele täit tähelepanu osutada.

Etalonvedeliku viskoossus η_e tuleb leida graafilise või numbrilise interpolatsiooniga tabeli andmetest.

7. Lisaülesanded

7.1. Enne praktikumi

1. Milline on η mõõtühik SI-süsteemis?
2. Selgitada sumbuva pöördvõnkumise diferentsiaalvõr-randi kõigi liikmete füüsikalist tähendust.
3. Millised on suuruste I, D ja r' dimensioonid?
4. Kuidas avaldub kriitiline sumbuvustegur, mille pu-hul võnkuv liikumine läheb üle aperiodiliseks?

7.2. Pärast praktikumi

1. Arvutada kriitiline δ väärtus antud seadme puhul, mille juures võnkumine muutub aperiodiliseks lii-kumiseks, lugedes võnkumisi õhus praktiliselt sum-bumatuiks.
2. Arvutada η täpsema valemi järgi, milline arvestab ka kaasahaaratava vedeliku inertsit

$$\eta = \frac{\rho_e T_e \left[\Theta \left(1 + \frac{\Theta_e}{\pi} \right) - \Theta_\sigma \right]^2}{\rho T \left[\Theta_e \left(1 + \frac{\Theta_e}{\pi} \right) - \Theta_\sigma \right]^2} \eta_e.$$

3. Hinnata ketta poolt kaasahaaratava vedelikukihi paksust

$$y_\delta \approx \sqrt{\frac{\eta T}{2 \pi \rho}}$$

4. Hinnata ligikaudselt mõõtmiseks vajaminevat vede-liku ruumala.

Kirjandus

1. I. Saveljev. Füüsika üldkursus I. "Valgus", Tln., 1978, lk. 160 - 162.
2. А.К. Кикоин, И.К. Кикоин. Молекулярная физика. М., 1976, стр. 171 - 173, 177 - 179.
3. Н. Таммет. Füüsika praktikum. Metroloogia. Tln., 1971.
4. Е.П. Субботина. Сборник физических констант и параметров. Л., изд. ЛГУ, 1967.
5. А.Н. Матвеев. Молекулярная физика. М., 1987, стр. 342 - 343.

3. VEDELIKU SISEHÕRDETEGURI MÄÄRAMINE KAPILLAARVISKOSI-MEETRIGA

1. Tööülesanne

Vedeliku dünaamilise sisehõrde teguri määramine kapillaarviskosimeetriga võrdlusmeetodil.

2. Töövahendid

Kapillaarviskosimeeter statiivil, suur keeduklaas veega, ripplood, sekundkell, termomeeter, püknomeeter, analüütilised kaalud, vihid, pipett, tükike filterpaberit, uuritavad vedelikud, etalonvedelik (destilleeritud vesi).

3. Töö teoreetilised alused

Viskoosse vedeliku voolamisel torus kulub osa vedeliku rõhu potentsiaalsest energiast sisehõrdejõudude ületamiseks ja staatiline rõhk torus langeb voolu suunas. Voolaku viskoosne mittekokkusurutav vedelik laminaarselt silindrilises torus raadiusega R , mille seinu vedelik märgab. Sel juhul tekib torus vedelikuosakeste voolu kiiruse paraboolne jaotus - vedelikuosakeste kiirus kaugusel r toru teljest avaldub valemiga

$$v = \frac{\Delta p}{4\eta l} (R^2 - r^2). \quad (1)$$

Siin Δp on staatilise rõhu muutus toru pikkuse l ulatuses, η on vedeliku dünaamiline sisehõrde tegur. Ajavahemiku Δt jooksul voolab sellisest torust läbi vedeliku hulk ruumelaga Q :

$$Q = \frac{\pi R^4 \Delta p \Delta t}{8\eta l}. \quad (2)$$

Valemit (2) nimetatakse Poiseuille'i valemiks. Et suurused Q , R , Δp ja l on kõik eksperimentaalselt mõõdetavad, saab seda valemit kasutada η määramiseks. Tavaliselt

lastakse η määramisel vedelikku voolata läbi hästi peene toru (kapillaari). See kindlustab laminaarse voolurežiimi ja kapillaari otstel tekib ka suur rõhkude vahe Δp , mida on hea mõõta. Selliseid seadmeid nimetatakse kapillaarviskosimeetriteks.

Kapillaarviskosimeetrit on mugavam kasutada suhtelise sisehõõrdeteguri määramiseks. Kui võtta kaks vedelikku (vastavad suurused ühe jaoks olgu märgitud indeksiga 0 ja teise jaoks indeksiga 1 ja mõõta ajad t_0 ja t_1 , mis kuluvad nende vedelike ühesuguste ruumalade Q voolamiseks läbi ühe ja sellesama kapillaari (ühesugused R ja ℓ), siis saadakse vastavalt valemile (2)

$$Q = \frac{\pi R^4 \Delta p_0 t_0}{8 \ell \eta_0}$$

ja

$$Q = \frac{\pi R^4 \Delta p_1 t_1}{8 \ell \eta_1}.$$

Jagades teise võrrandi esimesega, saadakse

$$1 = \frac{\Delta p_1}{\Delta p_0} \cdot \frac{t_1}{t_0} \cdot \frac{\eta_0}{\eta_1}$$

ehk

$$\eta_1 = \eta_0 \frac{t_1}{t_0} \cdot \frac{\Delta p_1}{\Delta p_0}. \quad (3)$$

Kui vedelik voolab välja raskusjõu mõjul, siis

$$\frac{\Delta p_1}{\Delta p_0} = \frac{d_1}{d_0},$$

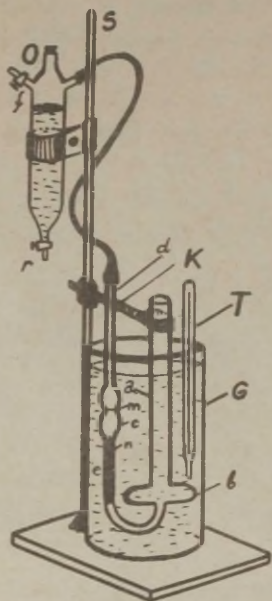
kus d_0 ja d_1 - vedelike tihedused, ja valemi (4) võib kirjutada kujul

$$\eta_1 = \eta_0 \frac{t_1}{t_0} \cdot \frac{d_1}{d_0}. \quad (4)$$

Teades võetud vedelike voolamise aegu t_1 ja t_0 ja vedelike tihedusi d_1 ning d_0 , võib määrata suhtelise sisehõõrdeteguri $\frac{\eta_1}{\eta_0}$. Leides tabelist η_0 väärtuse, võib välja arvutada η_1 .

4. Katseriista kirjeldus

Katseriist (joon. 1) kujutab endast klaasist U-toru abecd, mille lai osa lõpeb all paisuga b; teine osa koosneb kapillaarist e, mis lõpeb üleval keraga c. Kera läheb üle palju jämedamaks toruks d. Torule üles- ja allapoole kera on kantud kaks märki m ja n, mis määravad vedeliku ruumala, mille voolamise aega katse ajal mõõdetakse.



Joon. 1. Katseseade.

vee pind on märgist m kõrgemal.

2. Likvideerime hõrenduse torus d (kuidas seda teha?). Vee pind (menisk) hakkab laskuma. Mõõdame aja, mis kulub meniski laskumiseks märgist m märgini n. Katset kordame vähemalt 5 korda. Arvutame keskmise aja t.

3. Kallame vee katseriistast välja, loputame ta väikese koguse uuritava vedelikuga (milleks?) ja täidame seejärel

Katseriist kinnitatakse klambri-
ga K statiivile S ja lastakse
veega täidetud katseklaasi G nii,
et vee tase keeduklaasis oleks kõr-
gem ülemisest märgist m. Katse-
riist peab olema paigaldatud ver-
tikaalselt. Keeduklaasi G paigu-
tatakse ka termomeeter T.

Aspiraatorit A kasutatakse
hõrenduse tekitamiseks torus d.

5. Töö käik

1. Peseme viskosimeetri piiri-
tusega, loputame hoolikalt destil-
leeritud veega. Seame viskosimeet-
ri ripploodi abil vertikaalseks,
laseme pipeti abil laia ossa ab-
teatud ruumala (6 ml, kõikide kat-
sete juures sama) destilleeritud
vett. Avanud aspiraatori kraani r,
tekitame torus d hõrenduse ja
imeme vee läbi kapillaari, kuni

uuritava vedelikuga. Kordame eelkirjeldatud katset viis korda.

Mõlemal juhul registreerime keeduklaasis oleva vee temperatuuri. Et temperatuur katsete käigus ei muutuks, peaks keeduklaasis olema toasoe vesi.

4. Määrame uuritava vedeliku tiheduse d_1 püknomeetri abil. Määramise metoodika on antud raamatus [3]. Et tihedus on tarvis määrata samal temperatuuril kui voolamise aegki, siis tuleb püknomeetrit vedelikuga täidetult umbes 10 minutit hoida enne kaalumist samas keeduklaasis, kus asub viskosimeeter. Vahetult enne kaalumist viime vedeliku taseme püknomeetris täpselt märgini (pipetiga vedeliku lisamise või filterpaberiga äravõtmise teel).

5. Leidnud tabelist vee sisehõõrde teguri η , katse temperatuuril, arvutame valemist (4) uuritava vedeliku sisehõõrde teguri η . Arvutame tema piirvea.

Juhendaja valikul tuleb määrata ühe või mitme vedeliku sisehõõrde tegur või määrata η sõltuvus lahuse kontsentratsioonist.

6. Lisaküsimusi

6.1. Enne praktikumi

1. Tuletada valemid (1) ja (2).
2. Milleks on antud katseriistal vajalikud laienevad osad c ja b ?
3. Kapillaarviskosimeetreid tehakse kapillaari mitmesuguse läbimõõduga. Millest tuleb lähtuda viskosimeetri valikul konkreetse vedeliku korral?

6.2. Pärast praktikumi

1. Hinnata Reynoldsi arvu Re väärtust käesolevas töös

$$Re = \frac{d \cdot v \cdot R}{\eta},$$

kus v - vedeliku keskmine kiirus kapillaaris.

Kirjandus

1. I. Saveljev. Füüsika üldkursus I. "Valgus", Tln., 1978, lk. 160 - 162.
2. А.К. Кикоин, И.К. Кикоин. Молекулярная физика. М., 1976, стр. 171 - 172, 177 - 179.
3. J. Leng jt. Füüsika praktikum. 1. osa. ERK, Tln., 1953, lk. 94 - 96.
4. А.Н. Матвеев. Молекулярная физика. М., 1987, стр. 342 - 343.

4. ÕHU SISEHÕRDETEGURI MÄÄRAMINE KAPILLAARVISKOSI- MEETRIGA

1. Tööülesanne

Määrata õhu sisehõrdetegur.

2. Töövahendid

Kapillaar ja vedelikmanomeeter alusel, gaasimõõtja, kell, käsitolmuimeja.

3. Teoreetiline sissejuhatus

Sisehõrdejõudude olemus vedelikes ja gaasides on erinev, kuid nende jõudude toime välistele kehadele on mõlemal juhul sama iseloomuga. Seepärast võib gaaside sisehõrdetegurite määramisel kasutada samu meetodeid mis vedelike puhulgi.

Viskoosse mittekokkusurutava vedeliku voolamisel silindrilises torus raadiusega R kehtib Poiseuille'i [puazöi] valem

$$Q = \frac{\pi R^4 \Delta p t}{8 \ell \eta}, \quad (1)$$

kus Q on vedeliku hulk, mis voolab läbi toru mistahes ristlõike aja t jooksul,

Δp - rõhu langus toru osal pikkusega ℓ ,

η - vedeliku dünaamiline sisehõrdetegur.

Gaasi voolamisele saab seda valemit rakendada vaid erijuhtudel, kui rõhu langus kogu voolu ulatuses on tühine ja gaasi võib teatud täpsusega lugeda mittekokkusurutavaks.

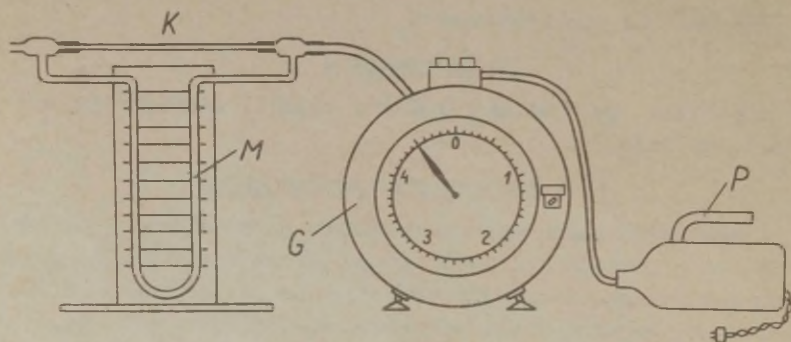
Selline eeldus peab küllalt suure täpsusega paika gaasi voolamisel väikese kiirusega (võrreldes heli kiirusega) läbi lühikese kapillaari, kui rõhu langus kapillaaril moodustab mõnikümmend millimeetrit veesammast. Sellist kapillaari kasutataksegi gaaside sisehõrdetegurite määramisel. Valemist (1) saame

$$\eta_v = \frac{\pi R^4 \Delta p}{8 l \phi}, \quad (2)$$

kus $\phi = \frac{Q}{t}$ on gaasi voolu ruumkiirus, s.t. ajejühikus välja-
voolanud gaasi ruumala.

4. Katseseadme kirjeldus

Katseseadme (joon. 1) põhiosadeks on kapillaar K, vedelikmanomeeter M, gaasimõõtja G ja käsitolmuimeja P.



Joon. 1. Katseseade.

Konstantse ülerõhu tekitamiseks süsteemis kapillaari ees kasutame käsitolmuimejat P. Läbi kapillaari voolanud gaasi hulka määrame trummelgaasimõõtja abil, rõhulangu kapillaaril aga U-kujulise vedelikmanomeetri abil.

5. Töö käik

1. Veendume, et kapillaar on kuiv ja puhas. Kapillaari pikkus ja raadiuse ruut on antud konstantidena katseseadme juures.
2. Tutvume gaasimõõtjaga; kontrollime, kas see on loodis (vesiloe mull peab olema ringi keskel) ja veega ettenähtud nivooni täidetud (vajaduse korral lisame destilleeritud vett).
3. Kontrollime ühendusvoolikute vastavust katseskeemile. Veendume, et voolikud on terved.
4. Lülitame sisse käsitolmuimeja. Manomeeter peab näitama püsivat rõhuvahet. Rõhkude vahe Δp arvutamiseks on vaja

teada manomeetris oleva vedeliku tihedust (antud katseseadmes on manomeetris destilleeritud vesi).

5. Määrame gaasiarvesti ja sekundkella abil gaasi voolamise ruumkiiruse. Kordame katset vähemalt 5 erineva gaasihulga jaoks (gaasi minimaalseks ruumalaks võtame 5 dm^3).

Määrame õhu temperatuuri.

Arvutame η koos piirveega.

6. Lisaküsimusi ja ülesandeid

6.1. Enne praktikumi

1. Selgitada sisehõõrdumise olemust vedelikes ja gaasides.
2. Kuidas sõltub gaasi sisehõõrdetegur temperatuurist ja rõhust?

6.2. Pärast praktikumi

1. Vedeliku (gaasi) voolamisel silindrilises torus avaldub Reynolds'i arv

$$Re = \frac{\rho v R}{\eta},$$

kus ρ on vedeliku (gaasi) tihedus, η - tema sisehõõrdetegur, R - toru raadius ja v - keskmine voolukiirus, mis arvutatakse ruumkiiruse järgi: $v = \frac{\phi}{S}$ (S - toru ristlõike pindala). Reynolds'i arvu kriitiline väärtus on sel juhul ligikaudu 1200. Kui $Re \gg Re_{kr}$, võib voolamine üle minna turbulentseks. Sel juhul Poiseuille'i valem ei kehti. Kontrollida, kas meie katsetes võib esineda turbulentsi.

2. Poiseuille'i valem kehtib eeldusel, et laminaarne voolamine on välja kujunenud paraboolse kiirusejaotusega. Selle väljakujunemine vajab aga aega ja seepärast kapillaari alguses ta ei kehti. Paraboolse kiirusejaotuse väljakujunemiseks vajaliku kapillaari algosa pikkus avaldub valemiga

$$\ell_a = 0,2 R \cdot Re.$$

Arvutage kapillaari algosa ℓ_a pikkus antud katseseadme puhul.

3. Arvutada gaasi molekulide keskmine vabatee pikkus.

Kirjendus

1. I. Saveljev. Füüsika üldkursus I. "Valgus", Tln., 1978, lk. 288 - 296.
2. А.К. Кикоин, И.К. Кикоин. Молекулярная физика. М., 1976, стр. 171 - 178.
3. А.Н. Матвеев. Молекулярная физика. М., 1987, стр. 320 - 321, 323 - 324.

5. PINDPINEVUSTEGURI MÄÄRAMINE VEDELIKU TÕUSU JÄRGI KAPILLAARTORUDES

1. Tööülesanne

Vedeliku pindpinevusteguri määramine.

2. Töövahendid

Katetomeeter, mõõtemikroskoop, erineva läbimõõduga kapillaartorud koos statilivi ja anumaga, ripplood, puhastuslahused.

3. Teoreetiline sissejuhatus

Kui lõigata vedeliku pinda vabalt valitud mõttelise joonega, siis kummalgi pool joont asuvate molekulide vastastikusest mõjust põhjustatud tõmbejõud pinna mõlema osa vahel on seda suurem, mida suurem on joone pikkus ℓ ; teiste sõnadega - pindpinevusjõud f on võrdeline eraldusjoone pikkusega

$$f = \alpha \ell. \quad (1)$$

Võrdetegurit α , mis on arvuliselt võrdne pinna ühikulise pikkusega piirjoonele mõjuva pindpinevusjõuga, nimetatakse pindpinevusteguriks.

Kui vedeliku pind, kokku puutudes mingi kõva kehaga, saab teatud kõveruse, siis võrreldes vedeliku vaba pinnaga on tal pindpinevusjõudude tõttu erinevad omadused. Pindpinevusjõud põhjustavad nii kumerate kui nõgusate vedelikupindade puhul lisarõhu, mis on alati suunatud pinna kõverustsentrini suunas. Kui vedeliku pind on sfääriline, arvutatakse lisarõhk Δp valemist

$$\Delta p = \frac{2\alpha}{R}, \quad (2)$$

kus R on pinna kõverusraadius.

Kirjeldatud lisarõhk, mis on vedeliku meniski kõveruse

tagajärjeks, põhjustab vedeliku tõusu või languse peenikes-tes torudes, nn. kapillaartorudes. Vedelik tõuseb (langeb) seni, kuni vedelikusamba poolt avaldatav hüdrostaatilise rõhk tasakaalustab pinna kumerusest tingitud lisarõhu.

Kui eeldada, et vedelik märgab toru pinda täielikult, siis kõverusraadius R ühtib toru siseraadiusega r , nii et

$$\Delta p = \frac{2\alpha}{r} = \rho gh, \quad (3)$$

kus ρ on vedeliku tihedus,

h - vedeliku tõusu kõrgus,

g - raskuskiirendus.

Järelikult, teades kapillaari raadiust, vedeliku tihedust ja vedeliku tõusu kõrgust, võib valemi (3) abil määrata pindpinevusteguri α .

4. Töö käik

Eelnevalt peavad kapillaartorud olema hoolikalt puhastatud kaaliumdikromaadi väävelhappelahusega ($K_2Cr_2O_7$ küllastatud lahus kontsentreeritud väävelhappes). Enne töö algust puhastame neid veel piiritusega. Paigutame kapillaarid torudehoidja vastavatesse õõnsustesse, pingutame ettevaatlikult kruvid ning pöörame kapillaarid statilivil horisontaalseks. Kasutades mõõtemikroskoopi, määrame kõigi kolme kapillaari sisediameetrid (vt. [3]). Diameetreid mõõdame iga toru puhul kummaski toru otsas kahes ristsihhis. Viime kapillaartorud vertikaalasendisse, mida kontrollime ripploodi abil. Anuma täidame kolmveerandini destilleeritud veega ning juhime sinna kapillaarid. Kapillaarid ulatugu peaaegu anuma põhjani. Sellises asendis laseme kapillaartorusid mõni minut seista. Kui kanalid on täielikult märgunud, tõstame torud mõne millimeetri võrra kõrgemale ning mõõdame katetomeetri abil meniskite harikõrgused (igale lugemile tuleb lisada pikkus, mis on $\frac{1}{3}$ kanali raadiusest - meniski parandus). Korranud mõõtmisi analoogiliselt vähemalt kolm korda, arvutame pindpinevusteguri.

Arvutused. Kui torud on täiesti puhtad, siis vedeliku kõrgused torudes peavad iga kord olema võrdsed. Tähistame need

kõrgused tähtedega h_1 , h_2 ja h_3 , torude raadiused aga vastavalt tähtedega r_1 , r_2 ja r_3 . Eelneva põhjal

$$\alpha = \frac{r_1 h_1}{2} \rho g = \frac{r_2 h_2}{2} \rho g = \frac{r_3 h_3}{2} \rho g,$$

millest

$$h_1 - h_2 = \frac{2\alpha}{g\rho r_1} - \frac{2\alpha}{g\rho r_2}$$

ja

$$h_1 - h_3 = \frac{2\alpha}{g\rho r_1} - \frac{2\alpha}{g\rho r_3};$$

järelikult

$$\alpha = \frac{r_1 r_2}{2(r_2 - r_1)} (h_1 - h_2) \rho g = \frac{r_1 r_3}{2(r_3 - r_1)} (h_1 - h_3) \rho g.$$

Asotades võrduse paremasse poolde katseandmed $h_1 - h_2$, $h_1 - h_3$, r_1 , r_2 ja r_3 ning võtnud tabelist ρ vaatlustemperatuuril, leiame α ning tema piirvea.

6. Lisaküsimusi

6.1. Enne praktikumi

1. Milleks on vajalik kapillaaride väga hoolikas puhastamine?
2. Põhjendada meniski paranduse valikut, miks just $\frac{1}{3}$ kapillaari siseraadiusest?
3. Millal vedelikusammas kapillaaris tõuseb? Millal langeb?
4. Tuletada valem $\Delta p = \frac{2\alpha}{R}$.

6.2. Pärast praktikumi

1. Kuidas oleks võimalik mõõtmise täpsust parandada, võrreldes sooritatud tööga?

Kirjandus

1. I. Saveljev. Füüsika üldkursus I. "Valgus", Tln., 1978, lk. 366 - 377.
2. A.K. Кикоин, И.К. Кикоин. Молекулярная физика. М., 1976, стр. 321 - 339.
3. Üldmõõtmiste praktikumi tööjuhendid I, TRÜ rotaprint, Tartu, 1978, lk. 41 - 46.

6. PINDPINEVUSTEGURI SÕLTUVUS TEMPERATUURIST JA LAHUSE KONTSEENTRATSIOONIST

1. Tööülesanne

Lahuse pindpinevusteguri muutumise kontsentratsioonilise ja temperatuurilise sõltuvuse määramine.

2. Töövahendid

Katseseade, elektripliit, keeduklaas, nõu aspiraatorist väljavoolava vee kogumiseks, uuritavad lahused, termomeeter.

3. Teoreetiline sissejuhatus

Kui lõigata vedeliku pinda vabalt valitud mõttelise joonega, siis kummalgi pool joont asuvate molekulide vastastikusest mõjust põhjustatud tõmbejõud pinna mõlema osa vahel on seda suurem, mida suurem on joone pikkus ℓ ; teiste sõnadega - pindpinevusjõud f on võrdeline eraldusjoone pikkusega

$$f = \alpha \ell \quad (1)$$

Võrdetegurit α , mis on arvuliselt võrdne pinna ühikulise pikkusega piirjoonele mõjuva pindpinevusjõuga, nimetatakse pindpinevusteguriks.

Kui vedeliku pind saab mingi kõva kehaga kokku puutudes teatud kõveruse, siis võrreldes vedeliku vaba pinnaga on tal pindpinevusjõudude tõttu erinevad omadused. Pindpinevusjõududel on sel juhul pinna kõverustsentri poole suunatud komponent, mis põhjustab samasuunalise lisarõhu nii kumerate kui ka nõgusate vedelikupindade korral. Kui vedeliku pind on sfääriline, arvutatakse lisarõhk Δp valemist

$$\Delta p = \frac{2\alpha}{R}, \quad (2)$$

kus R on pinna kõverusraadius.

Valem (2) määrab lisarõhu ka vedelikus asuva gaasimulli-

kese sees. Seega on mulli sees rõhk alati kõrgem kui ümbritsevas atmosfääris ja ka vees samas sügavuses.

4. Katseriista kirjeldus ja mõõtmismeetodi teooria

Katseriist (joon.1) koosneb veega täidetud aspiraatorist A, mis on kummivoolikute ja neljaharulise toru C abil ühendatud vedelikmanomeetriga M ja hermeetiliselt suletava nõu B ülemise osaga. Nõu B alumisse ossa valatakse uuritav vedelik. Läbi korgis oleva avause viiakse B-sse peene otsa-ga klaastoru T, mille ots seatakse nii, et ta parajasti puudutaks uuritava vedeliku pinda. Temperatuuri säilitamiseks (ja vajaduse korral muutmiseks) asetatakse nõu B veega täidetud keeduklaasi K, mida saab soojendada elektripliidil E. Aspiraator suletakse hermeetilise korgiga. Näpits D võimaldab ühendada kogu süsteemi atmosfääriga.

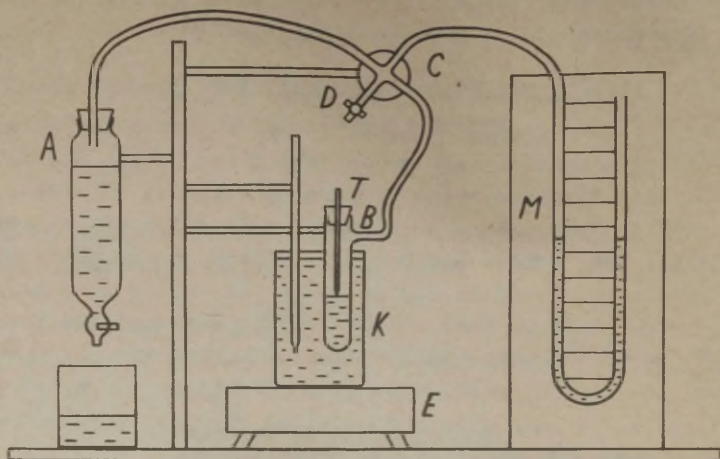
Kui sulgeda aspiraatori kork ning ettevaatlikult avada kraan (ainult osaliselt), siis hakkab vesi temast aeglaselt välja voolama ja aspiraatori ülemises osas, seega aga ka nõu B ülemises osas ning manomeetri vasakus harus tekib hõrendus. Teatud kindlal hõrendusel surub välisõhu rõhk läbi peene toruotsa nõusse B õhumullikese. See toimub siis, kui välisõhu ning nõus B oleva õhu rõhkude vahe, mida mõõdetakse vedelikusammaste kõrguste vahega manomeetri M harudes, saab võrdseks uuritava vedeliku pindpinevusest tingitud rõhuga, mis püüab tekkivat mullikest kokku suruda.

Olgu nimetatud rõhkude vahe tähistatud tähega H ning uuritava vedeliku pindpinevuskoeffitsient tähega α . Siis mullikese tekkimise momendil

$$\alpha = A \cdot H, \quad (3)$$

kus A on võrdetegur, mis sõltub toru otsa mõõtmetest, olles seega antud katseriista puhul konstantne. Võrdetegurit A saab määrata, teostades katse mingi vedelikuga, mille pindpinevuskoeffitsient on teada (vesi). Siis, asendades vastavad väärtused H_0 ja α_0 , saame

$$A = \frac{\alpha_0}{H_0}. \quad (4)$$



Joon. 1. Katseseade.

Leides niiviisi riista konstandi, võib määrata meelevaldse vedeliku pindpinevuskoeffitsiendi valemist

$$\alpha = \frac{\alpha_0}{H_0} \cdot H. \quad (5)$$

5. Töö käik

1. Riista konstandi määramine. Valame aspiraatorisse vett, nõusse B aga destilleeritud vett kuni joonisel näidatud tasemeni, avame näpitsa D, viies sellega õhurõhu riista sees võrdseks välisõhu rõhuga. Seejuures võrdsustuvad vedeliku nivood manomeetri harudes. Suleme nüüd näpitsa D ja avame aspiraatori kraani niipalju, et rõhk muutuks küllalt aeglaselt ja oleks võimalik fikseerida nivood kõrgust manomeetris õhumullikese lahtirebenemise momendil.

Kui mullikeste tekkimise sagedus (silma järgi hinnates) muutub konstantseks, hakatakse võtma manomeetri lugemeid, märkides vedeliku nivoo manomeetri mõlemas harus õhumullikese eraldumise momendil. Lugemid võetakse mitte vähem kui kümne mullikese jaoks ja keskmistatakse. Samasajaks märgi-

takse ka selle veeanuma temperatuur, milles asub nõu B. Asendades valemisse (4) leitud H_0 väärtuse ja tabelitest või graafikult leitud α antud temperatuuril, leitakse riista konstant A.

2. α sõltuvuse määramine lahuse kontsentratsioonist.

Asendame nõus B vee teada oleva kontsentratsiooniga metüülpiirituse vesilahusega. Eelnevalt tuleb nõu B ja peeneotsaline toru loputada väikese hulga sama lahusega. Analoogiliselt eelnevas punktis kirjeldatuga mõõdetakse H ja valem (5) järgi leitakse vastav α väärtus. Seda mõõtmist korratakse 5 teada oleva erineva kontsentratsiooniga lahusega ja joonistatakse α sõltuvuse graafik kontsentratsioonist $\alpha = \alpha(c)$.

3. α sõltuvus temperatuurist. Loputame ning täidame nõu B sobiva nivoooni destilleeritud veega. Soojendame välist anumad temperatuurini $80^\circ - 90^\circ\text{C}$ ja laseme tal aeglaselt jahutada, teostades punktis 1 kirjeldatud mõõtmisi iga 10° järel. Leides niiviisi α mitmesuguste temperatuuride T puhul, konstrueeritakse seose $\alpha = \alpha(T)$ graafik.

6. Lisaküsimusi

6.1. Eene praktikumi

1. Tuletada valem $\Delta p = \frac{2\alpha}{R}$.

2. Põhjendada funktsioonide $\alpha = \alpha(c)$ ja $\alpha = \alpha(T)$ käiku.

3. Millise temperatuuri juures muutub α nulliks?

6.2. Pärast praktikumi

1. Tõestada, et $A = \text{const}$, s.t. näidata, et sõltumata mistahes tingimustest mullikese kõverusraadius eraldumise momendil on alati üks ja sama (sama toru korral).

7. Kirjandus

1. I. Saveljev. Füüsika üldkursus I. "Valgus", Tln., 1978, lk. 366 - 369.
2. A.K. Кикоин, И.К. Кикоин. Молекулярная физика. М., 1976, стр. 321 - 329, 343 - 344.

7. VEDELIKU PINDPINEVUSTEGURI MÄÄRAMINE RÕNGA- JA TILGAMEETODIL

Sissejuhatus

Pindpinevus on vedelikele iseloomulik nähtus, mis seaneb selles, et vedeliku vaba pind püüab võtta sellise kuju, mille puhul ta pindala - täpsamalt öeldes - mille puhul pinna vaba energia on minimaalne. Nii võtavad näiteks õhus hõljuvad udupiisad kera kuju. Mõnes suhtes käitub vedelikupind pinguletõmmatud elastse (kummi) kelme taoliselt, kuid on ka erinevus - pindpinevusjõud on sõltumatud deformatsiooni suurusest. Lihtsamas käsitluses võimegi lähtuda sellisest elastse kelme mudelist ja võtta mõõtmismeetodi aluseks seaduspärasuse, mille kohaselt vedelikupinna katkirebimiseks vajalik jõud F on võrdeline katkirebimisjoone pikkusega l .

$$F = \alpha l . \quad (1)$$

Võrdetegur α on iseloomulik antud vedelikule, sõltudes veel teisest keskkonnast (mis piirneb antud vedelikuga) ja temperatuurist. Kui teiseks keskkonnaks on hõre gaas, on selle mõju väike. Pindpinevusnähtuse põhjuseks on molekulide vahel valitsevad tõmbejõud. Täpsemaid andmeid pindpinevuse kohta saab kirjandusest [1].

1. VEDELIKU PINDPINEVUSTEGURI MÄÄRAMINE RÕNGA- MEETODIL

1.1. Tööülesanne

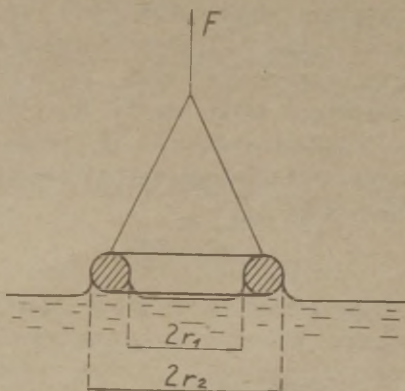
Määrata antud vedeliku pindpinevustegur.

1.2. Töövahendid

Tõrisionkaalud koos anuma, rõnga ja tuntud koormisega.

1.3. Katseseadme kirjeldus

Kasutame metallrõngast, mida uuritav vedelik märgab. Paigutades rõnga horisontaalselt vedelikupinnale (nii et ta märguks) ja hakates teda seejärel ülespoole tõstma, on vaja teatavat jõudu F , et rõngast vedelikust lahti rebida. See jõud ongi vajalik vedelikupinna katkirebimiseks rõnga all.



Joon. 1.1. Vedelikust väljatõstetav rõngas ristlõikes.

Joonisel 1.1 on näidatud vedelikust väljatõstetav rõngas sisemise ja välimise raadiusega vastavalt r_1 ja r_2 . Rõngast allapoole suundub vedelikukile, mis rebenebki edasisel tõstmisel. Et sellel kilel on kaks külge (sisemine ja välimine), tekib ka kaks katkirebimisjoont. Summaarne katkirebimisjoone pikkus

$$l = 2\pi(r_1 + r_2).$$

Pindpinevustegur

$$\alpha = \frac{F}{2\pi(r_1 + r_2)}. \quad (1.1)$$

Et kangkaaludega ei saa jõudu sujuvalt suurendada, kasutatakse käesolevas töös torsioonkaalu (vedrukaalu). Torsioonkaalu ehk väändekaalu töö põhineb väändedeformatsioonil.

Horisontaalse terastraadi keskele on kinnitatud (horisontaalselt) pikk varb (kaalukang). Kui varva ühte otsatõmbab allapoole mingi jõud, siis varb pöörduv ja tekib traadi väände-deformatsioon. Et varb jääks ikkagi tasakaalu, tuleb traati väänata vastassuunas, mis toimub traadi otsa kinnitatud vastava osuti abil. Ringskaala on kraadideks jaotatud väände-nurga määramiseks.

Et torsioonkaaluga saaks mõõta jõudu, on teda vaja eelnevalt gradueerida. Selleks riputame horisontaalseks (tasakaalu) seatud varva (kaalukangi) otsa tuntud massiga m koormise ja tasakaalustame selle uuesti osuti pööramisega n jaotise võrra. Tasakaalustamiseks on vastav märk kaalukangi teise otsa juures. Nii olemegi saanud torsioonkaalu skaala ühe jaotise väärtuseks

$$f = \frac{mg}{N}$$

(njuutonit jaotise kohta), kus g on raskuskiirendus.

Nüüd saame samal viisil mõõta mistahes tundmatut jõudu F . Kui viimase tasakaalustamiseks oli vaja osutit pöörata N jaotise võrra, on

$$F = N \cdot f / N/. \quad (1.2)$$

1.4. Töö käik

Määrame destilleeritud vee ning nõrgalt seebise vee pindpinevustegurid ruumitemperatuuril.

1. Kõigepealt puhastame anuma ja rõnga piiritusega (lopptades), seejärel destilleeritud veega.

2. Tuntud massiga koormise (ratsuri) abil määrame torsioonkaalu skaalajaotise väärtuse njuutonites jaotise kohta. Selleks tasakaalustame kaalu, kirjutame üles algnäidu, riputame kaalukangi otsa koormise, tasakaalustame uuesti ja kirjutame üles lõppnäidu. Arvutame pöördenurga n_1 ja skaalajaotise väärtuse f_1 . Seda protseduuri kordame vähemalt viis korda ja leiame aritmeetilise keskmise f .

3. Valame anumasse (üle poole) destilleeritud vett ning mõõdame rõnga lahtirebimiseks vajaliku jõu. Selleks tuleb

jällegi kõigepealt kaalukang tasakaalustada, kui rõngas on vedelikus (vahetult pinna all) ja kirjutada üles algnäit. Seejärel tuleb hakata aeglaselt suurendama osuti nurka ning samal ajal allapoole laskma vedelikuanumat, nii et kaalukang jääks tasakaalu. Lahtirebimise hetkele vastava lõppnäidu kirjutame samuti üles. Arvutame osuti pöördenurga N_1 ning pindpinevusteguri valemite (1.1) ja (1.2) järgi. Kordame mõõtmist vähemalt viis korda.

4. Lisame vette umbes 1 mm^3 -se ruumalaga seebitükikese ja kordame mõõtmisi vastavalt kirjeldusele p. 3 all.

Protokolli ja arvutused vormistame tabelitena.

2. VEDELIKKUDE PINDPINEVUSTEGURITE VÖRDLEMINE TILGA- MEETODI ABIL

2.1. Tööülesanne

Määrata tundmatu vedeliku pindpinevustegur tuntud vedeliku abil, kasutades tilgameetodit.

2.2. Töövahendid

Kraaniga klaasstoru (bürett), anum tilkuva vedeliku kogumiseks, uuritavad vedelikud.

2.3. Katseseadme kirjeldus

Tilk rebib end toru otsa küljest lahti siis, kui tilga raskus pisut ületab tilga kaela pindkile pindpinevusjõu. Olgu tilga ruumala V ja vedeliku tihedus ρ , selle tilga raskusjõud on siis ρVg . Teiselt poolt, kui selle vedeliku pindpinevustegur on α ja tilga kaela raadius r , siis tilga langemist takistav jõud on $2\pi r\alpha$. Et tilga lahtirebimisel on mõlemad jõud tasakaalus, siis

$$\rho Vg = 2\pi r\alpha,$$

millest

$$\alpha = \frac{\rho Vg}{2\pi r}. \quad (2.1)$$

Valemist (2.1) saaks määrata α üksiku vedeliku jaoks, aga raskusi tekitab siin raadiuse r täpne määramine. Kahe erineva vedeliku korral eeldame, et tilga kaela raadiused on neil võrdsed ning kasutame pindpinevustegurite võrdlemiseks tilgameetodit.

Olgu ühe (tuntud) vedeliku vastavad andmed α_1, ρ_1, V_1 ja r_1 , teise (tundmatu) omad α, ρ, V ja $r = r_1$. Kirjutades valemi (2.1) välja mõlema vedeliku jaoks ning jagades eraldi võrduste vasakud ja paremad pooled, saame

$$\frac{\alpha}{\alpha_1} = \frac{\rho V}{\rho_1 V_1} . \quad (2.2)$$

Asendame valemis (2.2) tilkade ruumalade suhte tilkade arvude suhtega järgmiselt. Laseme mõlemat vedelikku välja voolata võrdse ruumala V_0 ja loendame, mitu tilka sellest saab. Esimese vedelikuga olgu n_1 , teisega - n tilka. Üldruumala

$$V_0 = n_1 V_1 = nV$$

ning suhe

$$\frac{V}{V_1} = \frac{n_1}{n} .$$

Seega saame valemist (2.2)

$$\alpha = \alpha_1 \frac{\rho n_1}{\rho_1 n} . \quad (2.3)$$

2.4. Töö käik

Esialgu puhastame büreti piirituse ja destilleeritud veega.

1. Täidame büreti umbes poole kõrguseni destilleeritud veega (tuntud vedelikuga). Ootame vähemalt 5 min., et selle temperatuur ühtlustuks toatemperatuuriga. Kirjutame üles vee nivoo kõrguse ja ruumi õhu temperatuuri.

Avame ettevaatlikult kraani, et vesi hakkaks paraja kiirusega tilkuma (mitte kiiremini kui 3 s tagant) ja loendame

tilku. Kui umbes 100 tilka on välja voolanud, suleme kraani ja märgime üles vee nivoo. *уровень*

2. Laseme vee välja, paneme büretti tundmatu vedeliku. Toimime samuti nagu destilleeritud veega (vt. p. 1). Laseme välja tilkuda täpselt niisama suure ruumala kui vee puhul.

3. Valemi (2.3) abil arvutame tundmatu vedeliku pindpinevusteguri.

4. Puhastame seadme destilleeritud veega.

3. Lisaküsimusi ja -ülesandeid

3.1. Enne praktikumi

1. Kui suur on molekulaarjõudude mõjuraadiuse suurusjärk?
2. Mispärast väheneb pindpinevustegur temperatuuri tõusuga?
3. Mispärast peame rõngameetodi puhul samaaegselt osutit pöörama ja vedelikku allapoole laskma?

3.2. Pärast praktikumi

1. Arvutada tilga kaela raadius tilgameetodi puhul.
2. Kuidas mõjustab tulemuse täpsust tilgameetodil väljatilkunud vedeliku ruumala?

Kirjandus

1. I. Saveljev. Füüsika üldkursus I. "Valgus", Tln., 1978, lk. 366 - 369.
2. A.K. Кикоин, И.К. Кикоин. Молекулярная физика. М., 1976, стр. 321 - 329.
3. А.Н. Матвеев. Молекулярная физика. М., 1987, стр. 236 - 239.

8. VEDELIKU PINDPINEVUSTEGURI MÄÄRAMINE LAINEMEETODIL

1. Tööülesanne

Määrata tundmatu vedeliku pindpinevustegur.

2. Töövahendid

Helisagedusgeneraator, strobotahhomeeter või huumlamp, vann vedeliku jaoks, vibraator, vahend lainepikkuse mõõtmiseks.

3. Teoreetilised alused

Kui mingis punktis perioodiliselt rikkuda vedelikupinna horisontaalsust, siis osutub see punkt laineallikaks. Vaadeldes ainult vedeliku pinnakihti, võime laineid lugeda ristlaineteks.

Tasakaaluasendisse tagasitoovaiks jõududeks on siin pindpinevusjõud ja raskusjõud. Horisontaalsele vedelikupinnale mõjub ainult raskusjõud. Kui aga vedelikupind on kõverdunud, siis tema potentsiaalne energia on suurenenud ja nimelt pindpinevusjõudude tõttu. Pindpinevusjõu mõjul püüab vedelikupind alati omandada minimaalset pindala, s.t. antud juhul uuesti horisontaalseks muutuda, millal ka potentsiaalne energia on minimaalne.

Väikese amplituudiga lainete puhul võime üksikute vedelikuosakeste liikumisteed küllalt heas lähenduses lugeda ringjoonekujuliseks. Kõige suurem diameeter on vedeliku pindkihi osakeste liikumise tulemusena tekkinud ringjoonel. Vedeliku sees olevate osakeste puhul toimub väga kiire diameetrite vähenemine. Seega võime eeldada, et lained levivad ainult vedeliku pinnal.

Olgu r selle ringjoone raadius, mida mööda liigub vedeliku pindkihi osake. On selge, et vahe laineharja ja -põhja

kõrguste vahel on $d = 2r$. Laineharjal oleva osakese liikumissuund ühtib laine levimissuunaga, laine põhjas oleva osakese liikumine on aga vastupidise suunaga.

Laine levimiskiiruse leidmiseks toome sisse sellise koordinaatsüsteemi, mis on jälgelt seotud liikuva lainega. Osakese liikumise suhtelised kiirused laineharjal u_1 ja -põhjas u_2 on selles süsteemis vastavalt

$$\begin{aligned} u_1 &= v - 2\pi r/T \\ u_2 &= v + 2\pi r/T, \end{aligned} \quad (1)$$

kus v on laine levimise kiirus,

$\frac{2\pi r}{T}$ - osakese absoluutne kiirus, kui ta liigub mööda ringjoont raadiusega r ,

T - osakese liikumise periood, mis vastab laine levimisele lainepikkuse λ ulatuses.

Laineharjal oleva osakese kineetiline energia on avaldatav valemiga

$$\frac{dm}{2} u_1^2 = \frac{dm}{2} \left(v - \frac{2\pi r}{T} \right)^2, \quad (2)$$

kus dm on osakese mass.

Analoogiliselt saab avaldada lainepõhjas oleva osakese kineetilise energia:

$$\frac{dm}{2} u_2^2 = \frac{dm}{2} \left(v + \frac{2\pi r}{T} \right)^2. \quad (3)$$

Kineetilise energia muutus avaldub valemiga

$$\begin{aligned} \Delta E &= \frac{dm}{2} (u_2^2 - u_1^2) = \frac{dm}{2} \left(v + \frac{2\pi r}{T} \right)^2 - \left(v - \frac{2\pi r}{T} \right)^2 = \\ &= \frac{4\pi d m r v}{T}. \end{aligned} \quad (4)$$

Energia jäävuse seaduse põhjal

$$\Delta E = \Delta U, \quad (5)$$

kus ΔU on potentsiaalse energia muutus.

Potentsiaalse energia muutus aga on gravitatsioonilainete jaoks (jättes arvestamata pindpinevusjõud) võrdne osakese

kaalu ja kõrguse korrutisega

$$\Delta U = dm \cdot g \cdot 2r. \quad (6)$$

Võime kirjutada

$$\frac{4\pi dmrv}{T} = 2 \cdot dmrg. \quad (7)$$

Väikese amplituudiga lainete puhul võime laine kuju lugeda sinusoidaalseks. Sinusoidaalsete lainete jaoks

$$vT = \lambda. \quad (8)$$

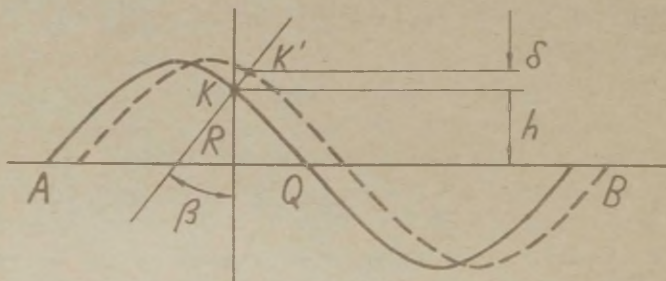
Seega on gravitatsioonilainete levimiskiirus

$$v = \sqrt{\frac{g\lambda}{2\pi}}. \quad (9)$$

Lainepikkuse kasvuga gravitatsioonilainete levimiskiirus suureneb.

Pindpinevuse mõju potentsiaalse energia suurusele saame arvesse võtta järgmiselt. Joonisel 1 on kujutatud laine ristlõige, mis levib suunas AB vedeliku pinnal.

Olgu vedeliku tihedus ρ ja pindpinevustegur α .



Joon. 1. Vedeliku pinnal leviva laine ristlõige.

AQB tähistab vedeliku pinda siis, kui lainetus puudub, h olgu vaadeldava osakese K kaugus AB-st. Punktiiriga on tähistatud laine ristlõige mingil järgmisel ajamomendil. Jooniselt on näha, et punkt K on oma asukohta muutnud ning

tõusnud δ võrra . Järelikult ka elementaarne pinnatükk dS punkti K juures on nihkunud. Nihet põhjustab jõud $dS \frac{\alpha}{|R|}$, kus R on pinna kõverusraadius punktis K .

Töö, mis kulub pinnaelemendi dS tõstmiseks kõrguse δ võrra, on

$$dA = dS \frac{\alpha}{|R|} \delta \cos \beta, \quad (10)$$

kus β on nurk vertikaali ja kõverusraadiuse R vahel.

Võib arvestada, et vedelik, mida on vaja dS liikumise tulemusena tekkinud tühimiku täitmiseks, saadakse keskmiselt AQB nivoolt. Töö, mis seejuures raskusjõudude vastu tehakse, on $\rho dS \delta \cos \beta \cdot gh$.

Kogu potentsiaalse energia kasv

$$dU = dS \delta \cos \beta \left(\rho gh + \frac{\alpha}{|R|} \right); \quad (11)$$

Leiame $\frac{1}{R}$, mis kujutab endast lainepinna ristlõike kõverust punktis K . Selleks kirjutame lainevõrrandi välja kujul

$$h = h_0 \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda} \right). \quad (12)$$

Kõverust mistahes punktis saab arvutada valemist [4]

$$\frac{1}{R} = \frac{d^2 h}{dx^2} \left[1 + \left(\frac{dh}{dx} \right)^2 \right]^{-\frac{3}{2}}. \quad (13)$$

Väikese amplituudiga lainete puhul ($h \ll \lambda$) võime (13) suluavaldise teise liikme jätta arvesse võtmata.

Sel juhul

$$\frac{1}{|R|} = \frac{4\pi^2}{\lambda^2} h. \quad (14)$$

Asendame (14) valemisse (11):

$$dU = dS \delta \cos \beta \cdot \rho \cdot h \left(g + \frac{4\pi^2 \alpha}{\rho \lambda^2} \right) \quad (15)$$

Valemis (15) on näha, et liige $\frac{4\pi^2 \alpha}{\rho \lambda^2}$ nagu suurendaks raskuskiirendust. Võttes seda arvesse, võime valemi (9) välja kirjutada üldjuhu jaoks

$$v = \sqrt{\frac{\lambda}{2\pi} g + \frac{2\pi}{\rho\lambda}} \propto. \quad (16)$$

Nüüd on arvesse võetud nii raskus- kui ka pindpinevusjõud. Valemist (16) on näha, et suure lainepikkusega lainete puhul esimene liige juureavaldises on suur, teine väike, s.t. selliste lainete levimiskiirus praktiliselt ei sõltu pindpinevustegurist α . Niisuguseid laineid nimetatakse gravitatsioonilaineteks - nad on põhjustatud ainult vedeliku raskusjõust.

Väikeste λ -de puhul aga on $\frac{2\pi\alpha}{\rho\lambda} \gg \frac{g\lambda}{2\pi}$, seega

$$v = \sqrt{\frac{2\pi\alpha}{\rho\lambda}}. \quad (17)$$

Niisuguseid laineid nimetatakse kapillaarlaineteks ning olulist osa mängib pindpinevuskoeffitsient.

Üldjuhul, võttes arvesse, et $v = \lambda \nu$, saame pindpinevusteguri arvutamiseks valemi

$$\alpha = \rho \frac{\lambda^3 \nu^2}{2\pi} - \rho \frac{\lambda^2 g}{4\pi^2}. \quad (18)$$

4. Seadme kirjeldus

Kapillaarlainete tekitamiseks vedeliku pinnal kasutame elektromagnetilist vibraatorit, mida toidame helisagedusgeneraatorist. Vibraatorina kasutame peatelefoni membraani külge joodetud metallvardakest. Võnkumiste sagedust reguleerime helisagedusgeneraatori ketta pööramisega.

Lainepikkuse kindlaksmääramiseks kasutame stroboskoopilist valgustamist. Kui valgussähvatuste sagedus ühtib vedeliku pinnal leviva laine sagedusega, siis näivad lained olevat liikumatud. Ka juhul, kui sähvatuste sagedus on täisarv-(n)-kordne lainesagedus, saame paigalseisva pildi, ainult nüüd on lainepikkus n korda tõelisest väiksem.

Lainepikkuse mõõdamiseks kasutame anuma põhjale tekkivate varjude järgi, kasutades millimeeterskaalat, nihikut või mõnel muul viisil.

5. Töö käik

1. Tutvume helisagedusgeneraatori ja strobotahomeetri käsitlemisejuhendiga.

2. Valame puhtasse anumasse uuritavat vedelikku ja leiame vibraatorile sellise asendi, et ta ots kergelt puudutaks vedeliku pinda.

3. Lülitame sisse helisagedusgeneraatori ja valime sageduse (vahemikus 20 - 400 Hz).

4. Lülitame sisse strobotahomeetri ja reguleerime ta sageduse selliseks, et vedeliku pinnal tekiks liikumatute kontsentriliste ringjoontega terav pilt.

5. Mõõdame lainepikkuse kahes risti asetsevas tasapinnas, kasutades anuma põhja all asuvat millimeeterskaalat või mõnda muud vahendit.

6. Kordame mõõtmisi kokku kolmel erineval sagedusel.

7. Arvutame pindpinevusteguri ja leiame ta piirvea.

6. Lisaküsimused

6.1. Enne praktikumi

1. Miks on kasulik valida koordinaatsüsteem, mis on jäigalt seotud liikuva lainega?
2. Tuletada valemist (9) valem (16).
3. Milline on valemi (16) rakenduspiirkond?
4. Milles seisneb stroboskoopiline meetod sageduse mõõtmisel?

6.2. Pärast praktikumi

1. Kui suur meetodiline viga tekib, kui me valemis (18) gravitatsioonilise päritoluga liiget ei arvesta?
2. Tuletada kvantitatiivne piirav tingimus laine amplituudi jaoks, et osakeste trajektoori võiks ringjooneliseks lugeda.
3. Hinnata vedeliku pinna osakeste ringliikumise joonkiirust $2\pi r/T$ käesolevas töös.

Kirjandus

1. I. Saveljev. Füüsika üldkursus I. "Valgus", Tln., 1978, lk. 366 - 371.
2. А.К. Кикоин, И.К. Кикоин. Молекулярная физика. "Наука", М., 1976, стр. 321 - 326, 333 - 336, 340 - 341.
3. Р.В. Поль. Механика, акустика и учение о теплоте. "Наука", М., 1971, стр. 311 - 314.
4. П.К. Рашевский. Курс дифференциальной геометрии. Гостехиздат, 1956, стр. 116.

9. SUHTE C_p/C_v MÄÄRAMINE CLÉMENT'I-DESORMES'I MEETODIL

1. Tööülesanne

Määrata õhu isobaarilise erisoojuse C_p ja isohoorilise erisoojuse C_v suhe κ .

2. Töövahendid

Clément'i-Desormes'i* riist, sekundkell.

3. Teoreetiline sissejuhatus

Keha soojusmahtuvust (erisoojust) jääval ruumalal nimetatakse isohooriliseks soojusmahtuvuseks C_v (erisoojuseks c_v) ja soojusmahtuvust (erisoojust) jääval rõhul isobaariliseks soojusmahtuvuseks C_p (erisoojuseks c_p). Nende erisoojuste suhe

$$\kappa = C_p/C_v \quad (1)$$

on oluline parameeter adiabaatiliste ja kvaasiadiabaatiliste protsesside uurimisel. (Adiabaatilisteks nimetatakse protsesse, mille korral ei toimu soojusvahetust uuritava süsteemi ja ümbritseva keskkonna vahel.) Suurusest κ sõltuvad mitmete mootorite kasutegurid, heli leviku kiirus gaasides, samuti gaaside voolamine torudes ja düüsidest.

Enamlevinud meetodid κ määramiseks on

- 1) heli leviku kiiruse kaudu,
- 2) Clément'i-Desormes'i meetodil.

Clément'i-Desormes'i meetodi korral määratakse gaasi erisoojuste suhe, arvestades gaasi olekuparameetrite (p - rõhk, T - temperatuur, V - ruumala) muutusi adiabaatilistel ja isohoorilistel protsessidel, kusjuures eeldatakse, et õhk käitub ideaalse gaasina.

* N. Clément /klema:n/ ja Ch. Desormes /desorm/, meetodi autorid 1819.a.

Ideaalne gaas allub Clapeyroni-Mendelejevi võrrandile

$$pV = nRT, \quad (2)$$

kus n - moolide arv,

R - universaalne gaasikonstant.

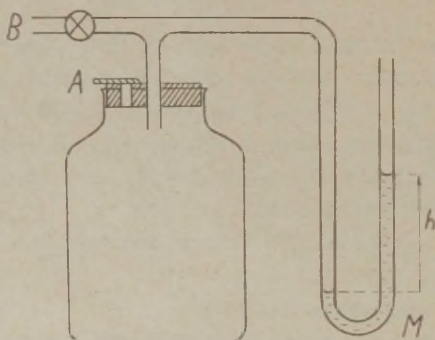
Adiabaatilistel protsessidel kehtib ideaalse gaasi jaoks veel Poissoni võrrand

$$pV^\gamma = \text{const.} \quad (3)$$

Süsteemi suurusest sõltumatusena (muutujates p , T) saab selle võrrandi esitada kujul

$$T^\gamma p^{1-\gamma} = \text{const.} \quad (4)$$

Katseriist koosneb pudelist ruumalaga V_0 , mille korki läbiva toru ühe haru küljes on vedelikmanomeeter M ja teine haru B on kraaniga suletav. Korgi teine ava on võrdlemiseks suur ning klapiga (või kraaniga) A avatav ja suletav.



Joon. 1. Katseseade.

Katse läbiviimisel teostame järgmised protsessid.

1. Suleme klapi A . Toru B kaudu õhku juurde puhudes tekitame pudelis ülerõhu, mida näitab manomeeter M . Suleme kraani B . Ülerõhk hakkab kohe vähenema ja jääb muutumatuks alles siis, kui adiabaatilisest kokkusurumisest tingitud temperatuuri tõus on tasakaalustunud ümbruse temperatuuriga

T_0 . Olgu seejuures gaasi rõhk $p_1 = p_0 + h_1$, kus p_0 - õhu rõhk, h_1 - ülerõhk, mida näitab manomeeter.

2. Avame lühiajaliselt klapi A, nii et rõhk pudelis tasakaalustuks välisrõhuga p_0 . Rõhkude tasakaalustumiseks vajalik aeg τ_p on siin palju väiksem kui temperatuuride tasakaalustumiseks vajalik aeg τ_T . Seetõttu praktiliselt aja τ_p jooksul soojusvahetust pudelisse jääva õhu ja välisõhu vahel ei toimu ja vaadeldud protsess on adiabaatiline (täpsemini, kvaasiadiabaatiline). Gaasi oleku muutused alluvad adiabaadi võrrandile (4)

$$\left(\frac{p_1}{p_2} \right)^{\kappa-1} = \left(\frac{T_1}{T_2} \right)^{\kappa}, \quad (5)$$

kus p_2 ja T_2 on gaasi rõhk ja temperatuur kohe pärast klapi sulgemist.

Seega $p_2 = p_0$ ja võrrandi (5) võib kirjutada kujul

$$\left(\frac{p_1}{p_0} \right)^{\kappa-1} = \left(\frac{T_0}{T_2} \right)^{\kappa}. \quad (5')$$

3. Ootame, kuni pudelis oleva õhu temperatuur tasakaalustub ümbruse temperatuuriga, mida näeme sellest, et manomeetri näit (h_2) enam ei muutu. Gaasi olekuparameetrid on siis järgmised:

$$\begin{aligned} T_3 &= T_0 \\ V_3 &= V_2 \\ p_3 &= p_0 + h_2 \end{aligned}$$

Kuna protsess oli isohooriline, allub ta võrrandile (2) kujul

$$\frac{p_3}{T_3} = \frac{p_2}{T_2},$$

s.o.

$$\frac{p_0 + h_2}{p_0} = \frac{T_0}{T_2}. \quad (6)$$

Võrranditest (5') ja (6) saame

$$\left(\frac{p_0 + h_1}{p_0} \right)^{\kappa-1} = \left(\frac{p_0 + h_2}{p_0} \right)^{\kappa},$$

millest

$$\kappa = \frac{\ln \frac{p_0 + h_1}{p_0}}{\ln \frac{p_0 + h_1}{p_0 + h_2}}. \quad (7)$$

Kuna ülerõhud on väikesed ($h_1 \ll p_0$, $h_2 \ll p_0$), siis võime kasutada rittaarendust

$$\ln(1+x) = x - \frac{x^2}{2} + \frac{x^3}{3} - \dots$$

Esimeses lähenduses saame võrrandist (7)

$$\kappa = \frac{h_1}{h_1 - h_2}.$$

4. Katseseadme kirjeldus

Meil kasutatav katseriist (joon. 1) koosneb umbes 10-liitrise mahuga pudelist. Ülerõhu tekitamiseks kasutame kummi-ballooni ja ülerõhku mõõdame vesimanomeetriga. Aega mõõdame sekundkellaga.

5. Töö käik

1. Kontrollime, kas vesimanomeeter on töökorras, s.o. vee-sammas ei sisalda õhumulle.

2. Tekitame pudelis ülerõhu (umbes 20 - 25 cm H_2O). Leiame ülerõhu sõltuvuse ajast. (Tabelisse kanname manomeetri mõlema haru näidud 30 s järel.) Kui katseriist on piisavalt hermeetiline, siis termodünaamilise tasakaalu saavutamiseks vajaliku aja τ_T möödumisel rõhk pudelis enam ei kahane. Vastasel juhul esineb lekk, mis tuleb kõrvaldada. Määrame aja τ_T ja ülerõhu h_1 .

3. Avame kraani A umbes pooleks sekundiks, et rõhk pudelis tasakaalustuks välisrõhuga.

4. Aja τ_T möödumisel mõõdame ülerõhu h_2 . Jälgime, et

ei esineks lekki.

5. Näitame juhendajale kontrolliks h_1 , h_2 ja τ_T väärtused.

6. Kordame katset 10 korda, neist ülerõhu sõltuvuse ajast määrame kahel korral. Arvutame vastavad erisoojuste suhted, leiame keskväärtuse ja hindame mõõtmistel tehtud viga (ruutkeskmine viga).

7. Kordame katset, avades klappi aeglaselt: kolm korda, kui $\tau_p \approx 2$ s, ja kolm korda, kui $\tau_p \approx 4$ s.

6. Küsimusi ja ülesandeid

6.1. Enne praktikumi

1. Miks on $C_p > C_v$?
2. Millegi oleb gaaside erisoojuste suhte C_p/C_v arvuline väärtus?
3. Miks on $\tau_p \ll \tau_T$?
4. Miks ja kuidas muutub gaasi temperatuur adiabaatilisel paisumisel?
5. Millistes ühikutes oleks siin töös sobiv mõõta rõhku p_0 ?

6.2. Pärast praktikumi

1. Arvutada käesolevas töös suurim adiabaatiline temperatuuri langus. Leida, kui palju õhku (moolprotsentides) väljus seejuures pudelist.
2. Millise vea teeme, kasutades avaldises (7) rittaarendusi esimeses lähenduses?
3. Kuidas mõjutab lõpptulemust
 - a) liiga lühiajaline kraani avamine?
 - b) liiga pikaajaline kraani avamine?
 - c) õhu suur veeaurusisaldus?
4. Mida näitab gaasi vabadusastmete arv? Kuidas on see seotud suurusega κ ? Leida oma katsetulemuste põhjal õhu molekulide vabadusastmete arv.
5. Miks tuleb leida keskväärtus suurustest κ , mitte aga ülerõhkudest h ?
6. Joonestage p, V -diagrammil järjest kõik gaasiga toi-

muud protsessid (abstsiss-teljele on sobiv kanda moolruum-
ala).

Kirjandus

1. I. Saveljev. Füüsika üldkursus I. "Valgus", Tln., 1978,
lk. 261 - 269.
2. K.A. Putilov. Füüsika I. "Eesti Raamat", Tln., 1964, § 87.
3. А.К. Киконин, И.К. Кикони. Молекулярная физика. "Наука",
М., 1976, стр. 103 - 110, 118 - 121.

10. METALLI (HEA SOOJUSJUHI) SOOJUSLIKU ERIJUHTIVUSE MÄÄRAMINE

1. Tööülesanne

Määrata vase soojuslik erijuhtivus.

2. Töövahendid

Soojusjuhtivuse määramise riist termopaariga, veevoolu stabiliseerimise anum, alalisvoolu potentsiomeeter ПП-63, 2 termomeetrit täpsusega $0,1^{\circ}\text{C}$, mõõtsilinder, sekundkell, voolikud.

3. Teooria ja katseseadme kirjeldus

Tahkes kehas on põhiliseks soojuse levimise viisiks soojusjuhtivus. Juhtivuse tõttu levib soojus keha kõrgema temperatuuriga osadest madalama temperatuuriga osadesse. Soojusjuhtivuse üldine täpne teoreetiline käsitlus tahke keha puhul on väga keeruline. Ainult metallides, kus põhilisteks soojuse edasikandjateks on elektrongaasina käsitletavad vabad elektronid, saab soojusjuhtivust teoreetiliselt võrdlemisi lihtsalt käsitleda. Käesolevas juhendis piirdume üldise termodünaamilise teooriaga.

Vaatleme ühtlase ristlõikepindalaga S varba, mille otses on temperatuurid T_1 ja T_2 . Varva pikkus olgu ℓ . Ajavahemiku t jooksul varva mistahes ristlõiget läbinud soojushulk Q on võrdeline ristlõike pindalaga S ja temperatuuri gradiendiga $\frac{\Delta T}{\Delta x}$:

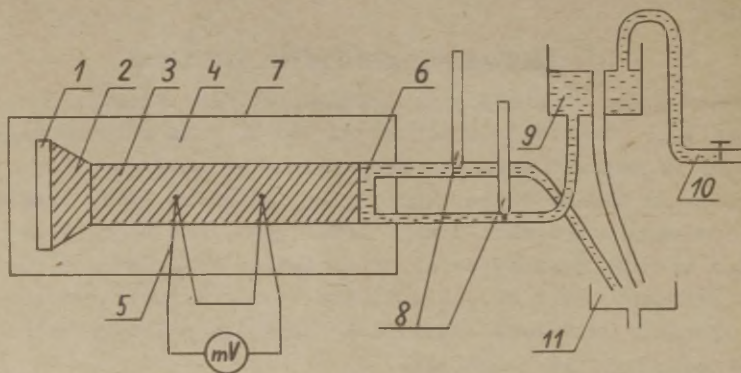
$$Q = \lambda S t \frac{\Delta T}{\Delta x}. \quad (1)$$

Antud juhul

$$\frac{\Delta T}{\Delta x} = \frac{T_2 - T_1}{\ell}.$$

Võrdetegurit λ nimetatakse soojusjuhtivusteguriks e. soojuslikuks erijuhtivuseks. Valemist on näha, et kui $\frac{\Delta T}{\Delta x} = 1$, $S = 1$ ja $t = 1$, siis $Q = \lambda$, s.t. soojusjuhtivustegur on suurus, mida mõõdetakse soojushulgaga, mis ajaühikus läbib temperatuuri gradiendi suunaga risti oleva pinna ühikut, kui temperatuuri gradient on võrdne ühe kraadiga pikkusühiku kohta.

λ määramiseks on olemas mitmesuguseid meetodeid. Üks lihtsamaid ja näitlikumaid on käesolevas ülesandes kirjeldatav meetod, mis põhineb valemi (1) otsesel kasutamisel. Siin hoitakse temperatuuri gradient kogu katse ajal konstantsena, mis teebki katse ülimalt näitlikuks ja andmete ümbertöötamise väga lihtsaks.



Joon. 1. Katseseade.

Uuritavast metallist valmistatud massiivne silinder 3 (joon. 1) on asetatud puitkasti 7, mis on konvektsooni ning kiirguskadude vältimiseks vooderdatud soojust isoleerivate materjalidega 4 (vilt, asbest). Silindri ühte otsa on joodetud rauast tüvikoonus, milles asub elektrisoojenduskeha 1. Teise otsa on liimitud silindriline karp 6, millest voolab läbi jahutusvesi. Veevoolu konstantse kiiruse garanteerimiseks kasutatakse spetsiaalset ülevoolumummat 9, millesse juhitakse vesi kraanist 10. Vesi juhitakse ära valamusse 11. Temperatuuri gradienti mõõdetakse vask-konstan-

taantermopaariga 5, jahutusvette läinud soojushulga arvutamiseks vajalikku temperatuuride vahet mõõdetakse termomeetritega 8 (täpsusega $0,1^{\circ}\text{C}$).

Soojenduskehas eralduv soojus levib silindri jahutatava otsa poole. Jahutusvee konstantse voolukiiruse korral tekib silindri ulatuses statsionaarne (ajas muutumatu) temperatuurijaotus. Sel juhul saab jahutusvesi mistahes ajavahemikus niisama palju soojust, kui eraldub küttekihas sama ajavahemiku jooksul (soojusjuhtivustegurite suure erinevuse tõttu võib soojuskao vilti ja asbesti jätta arvestamata). Et veevoolu kiirus on konstantne, jääb ka jahutuskarbiist väljavoolanud vee temperatuuri tõus muutumatuks.

Olgu termopaari 5 jootekohtade vaheline kaugus ℓ' , temperatuuride vahe termoelemendi jootekohtades ΔT_1 , silindri ristlõikepindala S . Siis silindri mistahes ristlõiget läbib ajavahemiku t jooksul soojushulk (valem 1)

$$Q_1 = \lambda S t \frac{\Delta T_1}{\ell'}. \quad (1a)$$

Sama aja jooksul saab jahutusveesi soojust

$$Q_2 = c m \Delta T_2, \quad (2)$$

kus m on ajavahemiku t jooksul jahutuskarbiist läbivoolanud vee mass,

c - vee erisoojus,

ΔT_2 - jahutusvee temperatuuri tõus.

Eespool öeldu põhjal

$$Q_1 = Q_2,$$

millest

$$\lambda = \frac{c m \ell' \Delta T_2}{S t \Delta T_1}. \quad (3)$$

4. Töö käik

1. Tutvume katseseadmega. Lülitame soojenduskeha vooluvõrku (reguleerime küttepinge $\leq 140 \text{ V}$).

2. Kontrollime jahutusvee süsteemi korrasolekut. Keerame

veekraani lahti, laseme täituda ülevooluanumal kuni ülevoolutoru ääreni ja reguleerime veesurve parajaks, nii et ülevoolutorust voolaks pidevalt vett. Sellisel juhul veesurve väikesed kõikumised veevärgis mõjutavad ainult ülevoolutoru kaudu äravoolavat veehulka, kuna vee tase (järelilikult rõhk ja voolu kiirus jahutusvee torustikus) jääb konstantseks. Ülevooluanuma riputame statilivi kõige madalama konksu külge. Juhul, kui voolikutesse on jäänud õhku, võib vee vool muutuda katkendlikuks, pulseerivaks. Siis tuleb tõsta anum korra maksimaalselt kõrgele, nii et kiirem veevool viiks õhu välja. NB! Väljavoolutoru ots peab olema alati ühel ja samal kõrgusel ning fikseeritud.

3. Tutvume potentsiomeetri ПП-63 käsitlemisega, kontrollime selle korrasolekut. Ühendame termopaari alalisvoolu potentsiomeetriga.

4. Mõõdame mõõtsilindri ja sekundkella abil antud mõõtsilindriga mõõdetava maksimaalse veehulga läbivoolamiseks kulunud aja.

5. Oodanud, kuni protsess on muutunud statsionaarseks, milleks kulub $\approx 70 - 80$ minutit, alates soojenduskeha siselülitamise, fikseerime potentsiomeetri ning termomeetrite näidud. Termopaari kalibriimisgraafiku abil leiame vasta-va temperatuuride vahe.

Mõõtmisi teeme ülevooluanuma kolmel erineval kõrgusel, igal kõrgusel vähemalt viis korda.

Lõpetanud katsed, lülitame välja soojenduskeha. Jahutusvee keerame kinni veidi hiljem, et vältida termomeetrite riknemist.

Igal kõrgusel saadud tulemused keskmistame, arvutame λ .

Saadud kolmest λ -st arvutame keskmise. Arvutame katsetulemuse piirvea.

5. Lisaküsimusi

5.1. Enne praktikumi

1. Millised soojuse edasikandumise viisid eksisteerivad looduses?
2. Millised raskused tekivad kirjeldatud meetodi raken-

damisel halbade soojusjuhtide korral?

3. Miks peab ülevooluanna keskmine toru olema tunduvalt suurema diameetriga kui teised torud?
4. Mis on soojusjuhtivustegur ja kuidas sõltub ta temperatuurist?

5.2. Pärast praktikumi

1. Leidke aeg, mis kulub küttekeha sisselülitamise momentist statsionaarse oleku saabumiseni (s.t. kui on kujunenud välja ühesugune temperatuuri gradient kogu katsekeha ulatuses)

$$\tau = \frac{L^2 \rho c}{\lambda},$$

kus L - uuritava vasksilindri kogupikkus, antud katseadmes $L = (380 \pm 0,1)$ mm,

ρ - tihedus,

c - erisoojus,

λ - soojusjuhtivustegur.

2. Arvutage, kui suur soojushulk kandus meie katse tingimustes läbi vasksilindri 30 min. jooksul?

6. Kirjandus

1. А.К. Кикоин, И.К. Кикоин. Молекулярная физика. М., 1976, стр. 469 - 473.
2. Р.В. Телеснин. Молекулярная физика. М., 1973, стр. 152 - 158.

11. HALBADE SOOJUSJUHTIDE SOOJUSJUHTIVUSE MÕOTMINE

1. Tööülesanne

Halbade soojusjuhtide soojusjuhtivusteguri määramine.

2. Töövahendid

Soojusjuhtivuse määramise riist, uuritavad plaadid, ni-
hik, alalisvoolu potentsiomeeter ПП-63, stopper, juht-
med.

3. Töö põhimõtte ja teooria

Plaadikujuliste halbade soojusjuhtide soojusjuhtivuse mää-
ramiseks kasutatav seadis (joon. 1) koosneb kahest vaskplo-
kist, mille vahele asetatakse uuritavast ainest plaat. Üle-
mine plokk (joonisel punktiiriga) hoitakse konstantsel tem-
peratuuril. Alumine plokk on hästi isoleeritud ja soojusvoo
tõttu, mis tuleb läbi uuritava plaadi ülemisest plokist, tõu-
seb tema temperatuur. Ülemine plokk on elektriga köetava
veevanni põhjaks. Kui me hoiame kogu mõõtmise vältel vee
keemisel, siis saavutamegi ülemise ploki temperatuuri kons-
tantsuse.

Hea soojusülekanne saavutamiseks on plokkide katsekeha-
ga kokkupuutuvad pinnad poleeritud.

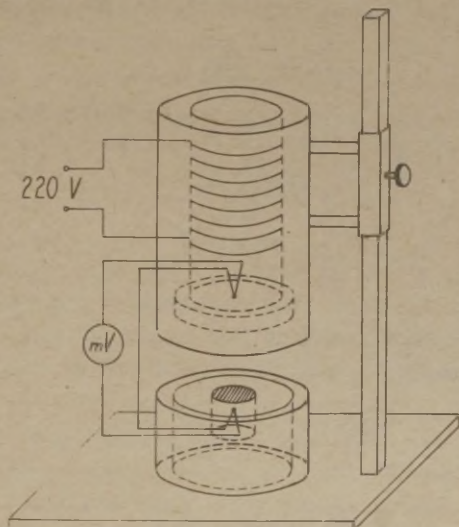
Temperatuuri mõõtmiseks on asetatud vask-konstantaanter-
mopaari üks jootekoht ülemise ploki ja teine jootekoht alu-
mise ploki keskkoha.

Soojushulga dq , mis aja dt vältel läbi katsekeha ühelt
plokilt teisele voolab, võime avaldada Fourier' [furjee]
seaduse alusel järgmiselt:

$$dq = \lambda S \frac{T_1 - T_2}{\ell} dt, \quad (1)$$

kus λ on soojusjuhtivustegur,

- T_1 ja T_2 - vastavalt soojendaja ja soojust vastuvõtva vaskploki temperatuurid,
 ℓ - uuritava plaadi paksus,
 S - soojusvoo ristlõikepindala, s.o. alumise vaskploki ristlõikepindala.



Joon. 1. Katseseade.

Uuritav plaat peab olema suurema pinnaga kui alumise ploki ristlõige.

Vase hea soojusjuhtivuse tõttu on plokkide temperatuuride vahe võrdne temperatuuride vahega katsekeha pindadel. Temperatuuride vahet mõõdame termoelemendiga. Katses esinevate temperatuuride piirkonnas on temperatuuride vahe võrdeline potentsiomeetri näiduga N . Seetõttu võime kirjutada

$$T_1 - T_2 = \alpha N, \quad (2)$$

kus α on termoelemendist ja potentsiomeetrist sõltuv konstant.

Kasutades seost (2), võime seose (1) esitada kujul

$$dq = \lambda S \frac{\alpha N}{\ell} dt. \quad (3)$$

Katsekeha läbiv soojushulk tõstab alumise vaskploki temperatuuri, tähistame selle dT -ga. Väikesi soojuskadusid arvestamata jättes võime väita, et kogu soojushulk dq kuulub alumise ploki temperatuuri tõstmiseks. Seega

$$dq = cMdT, \quad (4)$$

kus c on alumise ploki aine (vase) erisoojus,
 M - ploki mass.

Et $dT = -\alpha dN$, siis saame

$$-dq = cM\alpha dN. \quad (5)$$

Seosed (3) ja (5) tähendavad ühtesid ja samu soojushulki, sest ühelt plokilt lahkunud soojushulk võrdub teisele plokile lisandunud soojushulgaga. Seega võime kirjutada

$$-cM\alpha dN = \lambda S \alpha N \frac{dt}{\ell},$$

millest

$$-cMdN = \lambda SN \frac{dt}{\ell}. \quad (6)$$

Selle diferentsiaalvõrrandi integreerimisel saame

$$\ln \frac{N_0}{N} = \frac{\lambda S}{cM\ell} t \quad (7)$$

ehk kasutades kümnendlogaritme

$$\log N = \log N_0 - \frac{\lambda St}{2,303 cM\ell}, \quad (7a)$$

kus N_0 on potentsiomeetri hälve $t = 0$ puhul.

Seos (7a) kujutab endast sirget teljestikus $\log N$ ja t , selle sirge tõus k on

$$k = \frac{\lambda S}{2,303 cM\ell}. \quad (8)$$

Teades sirge tõusu k , saame seosest (8) arvutada soojusjuhtivusteguri

$$\lambda = \frac{2,303 \text{ cM} \ell}{S} \cdot k. \quad (9)$$

Miinusmärgi jätame ära, sest meid huvitab soojusjuhtivusteguri absoluutväärtus.

Kandes graafikule vastavad lugemid teljestikus $\log N$ ja t , võimegi sirge tõusu graafikult määrata ning selle abil arvutada λ valemi (9) abil.

Kuigi teoreetiline seos (7a) on lineaarne, tuleb katselise graafik siiski kõver, kumerusega allapoole. See on tingitud esiteks sellest, et temperatuuri lineaarne profiil uuritavas katsekehas ei kujune koheselt välja, ja teiseks sellest, et alumise plokki soojusisolatsioon ei ole ideaalne. Niipea kui plokk soojeneb, hakkab soojus temast ära voolama ja temperatuuride vahe ei kahane nii kiiresti, kui arvestasime valemil tuletamisel - kõver kaldub ülespoole. Õige kalle on kõveral siis, kui alumise plokki temperatuur on madal - seega esimeste minutite vältel, aga mitte enne temperatuuri lineaarse profiili väljakujunemist plaadis. Kõvera sellele osale tulebki tõmmata puutuja ning määrata selle tõus.

Kogu selneva teoreetilise käsitluse eelduseks oli uuritavas aines temperatuuri lineaarse profiili olemasolu. Aega τ , mille jooksul kujuneb aines välja temperatuuri lineaarne profiil, saab leida valemist

$$\tau = \frac{\ell^2 \rho c}{\lambda}, \quad (10)$$

kus ρ on aine tihedus,

c - aine erisoojus,

ℓ - aine (antud töös plaadi) paksus,

λ - soojusjuhtivustegur.

4. Töö käik

1. Tõstame veevanni alumisest plokist võimalikult kõrgele. Katame alumise plokki soojust halvasti juhtiva ainega (vahtplastist plaadiga) vältimaks alumise plokki soojenemist. Vale-

me vanni vett, nii et veepind oleks 2 - 3 cm allpool nõu äärt. Lülitame sisse voolu ~ 220 V. Kui vesi keeb, vähendame pinget 180 - 160 V-ni.

2. Termoelemendi klemmidega ühendame potentsiomeetri $\Pi\Pi - 63$, olles eelnevalt tutvunud potentsiomeetri käsitsemise juhisega [3]. Sedamööda kuidas vesi soojeneb, suureneb potentsiomeetri näit. Kui vesi hakkab keema, hakkab potentsiomeetri näit muutumast, sest nüüd plokkide temperatuuride vahe enam ei kasva.

3. Mõõdame plaadi paksuse ℓ nihikuga ja asetame plaadi alumisele plokile, nii et ta selle korralikult kataks ning oleks sellest vähemalt 1 cm võrra laiem.

4. Laseme veevanni alla ja vajutame ülemise plokki tugevasti vastu plaati, et tekiks hea kontakt plokkide ja katsekeha vahel. Õhuke õhukiht plokki ja uuritava plaadi vahel põhjustab palju suurema vea kui suur viga plaadi paksuse määramisel.

Nüüd hakkab soojus voolama läbi katsekeha alumisse plokki, mille temperatuur hakkab tõusma ja potentsiomeetri näit seega vähenema. Registreerime hoolikalt potentsiomeetri näidud iga 15 s tagant 3 - 4 minuti jooksul, alustades kohe pärast ülemise plokki allalaskmist.

5. Mõõtmise lõppedes tõstame veevanni alumisest plokist võimalikult kõrgele, eemaldame uuritava plaadi ja laseme alumisel plokil jahtuda. Et kiirendada alumise plokki jahtumist algtemperatuurini, võib asetada alumisele plokile jäätükkikesi või külmas vees niisutatud lapi, seejärel aga alumine plokk hoolikalt kuivatada.

Katset kordame kolme kuni nelja uuritava plaadiga.

6. Joonestame graafikud $\log N = f(t)$, tõmbame graafikutele puutujad aja väärtuse 60 s kohal, leiame tõusud ning arvutame valemi (9) abil uuritavate plaatide soojusjuhtivustegurid.

7. Valemist (10) leiame ligikaudse aja τ , mis kulub antud aines temperatuuri lineaarse profiili kujunemiseks, läheduses esialgu λ väärtusest, mis on saadud kõveralt aja väärtuse 60 s kohal.

8. Kui osutus, et leitud aeg τ on pikem kui 60 s, siis leiame uue λ väärtuse aja τ kohal, mis jääbki lõplikuks λ väärtuseks.

5. Täiendavaid küsimusi

5.1. Enne praktikumi

1. Mis on soojusjuhtivustegur ja kuidas sõltub ta temperatuurist?
2. Miks on see meetod rakendatav ainult plaadikujuliste kehade puhul?
3. Missugused raskused tekivad riista kasutamisel heade soojusjuhtide soojusjuhtivusteguri mõõtmiseks?
4. Miks mõjustab katsekeha ja ploki vahele jäänud õhukiht tunduvalt mõõtmistulemusi?
5. Milline on sirge tõusu k dimensioon?

5.2. Pärast praktikumi

1. Teades alalisvoolu potentsiomeetri $\Pi\Pi - 63$ põhiviga $\Delta N = \pm 5 \cdot 10^{-4} N + 0,5 \cdot \Delta^0 N$, kus N on potentsiomeetri näit voltides ja $\Delta^0 N$ reohordi jaotise hind (kordsuse $x1$ korral $\Delta^0 N = 5 \cdot 10^{-5} V$), leidke graafiku $\log N = f(t)$ veakoridor graafiku sirge osa jaoks.

Kirjandus

1. А.К. Кикоин, И.К. Кикоин. Молекулярная физика. М., "Высшая школа", 1976, стр. 469 - 473.
2. Р.В. Телеснин. Молекулярная физика. М., "Высшая школа", 1973, стр. 152 - 158.
3. Üldmõõtmiste praktikumi tööjuhendid II. Koostanud E.Тамм. TRÜ rotaprint, Tartu, 1979.

12. ÕHU SOOJUSJUHTIVUSTEGURI MÄÄRAMINE

1. Tööülesanne

Määrata õhu soojusjuhtivustegur erinevatel rõhkudel.

2. Töövahendid

Riist soojusjuhtivusteguri määramiseks, pingeallikas BC-26, ampermeeter 3-59, nullgalvanomeeter, surunupplülit, takistussalv P34, 2 takistit (1Ω ja 100Ω), 3 reostasti (68Ω , 740Ω , 1440Ω), lüliti, juhtmed, manomeeter, Komovski pump, termomeeter (keeduklaas).

3. Teoreetiline sissejuhatus

Soojuse levimine soojemalt kehalt külmemale võib toimuda kolmel viisil: soojusjuhtivuse teel, konvektsiooni teel ja kiirgusena. Vaatleme esiteks soojuse ülekandumist soojusjuhtivuse teel.

3.1. Soojusjuhtivus

Temperatuuri gradiendi $\frac{dT}{dn}$ olemasolu korral läbib sellega risti olevat pinda dS aja dt jooksul pinnanormaali sihis temperatuuri kahanemise suunas soojusjuhtivuse tõttu soojushulk

$$dQ = -\kappa \frac{dT}{dn} dS dt, \quad (1)$$

kus κ on aine soojusjuhtivuse tegur.

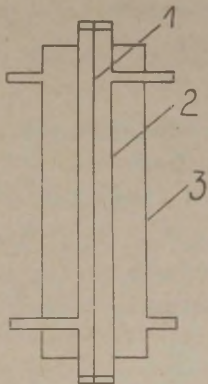
Gaaside soojusjuhtivustegur sõltub temperatuurist ja kasvab viimase kasvades.

Antud töös kasutatakse järgmist gaasi soojusjuhtivusteguri määramise meetodit. Silindrilises torus (vt. joon. 1), mida saab täita uuritava gaasiga, on peamike juhe 1. Juhet saab soojendada, juhtides temast läbi elektrivoolu. Kui hoia silindri 2 seinte temperatuuri konstantsena, tekib

juhtme ja seinte vahel temperatuuri gradient. Juhtmega koaksiaalset suvalist pinda, mille kaugus teljest $r \ll r_1$, läbib ajaühikus soojushulk

$$Q = -\kappa \cdot 2\pi r \ell \frac{dT}{dr}, \quad (2)$$

kus r_1 on silindri 2 sisemine raadius,
 ℓ - juhtme pikkus.



Joon. 1. Katseseade.

Võrrandist (2) saame statsionaarse protsessi korral, s.o. kui $Q = \text{const}$:

$$Q \int_{r_2}^{r_1} \frac{dr}{r} = -2\pi\ell\kappa \int_{t_2}^{t_1} dT, \quad (3)$$

kus r_2 on juhtme raadius,
 t_1 - gaasi temperatuur toru 2 sisepinnal,
 t_2 - gaasi temperatuur traadi pinnal.

Avaldisest (3) saame pärast integreerimist avaldada κ :

$$\kappa = \frac{Q}{2\pi\ell} \cdot \frac{\ln \frac{r_1}{r_2}}{t_2 - t_1}. \quad (4)$$

Seega on α määramiseks vaja teada traadilt toru seintele ülekantavat soojushulka, gaasi temperatuuride vahet traadi välispinnal ja toru sisepinnal (loeme selle võrdseks traadi ja toru temperatuuride vahega) ning traadi ja toru mõõtmeid. Viimased on meie katsetes etteantud suurused. Toru seina temperatuuri t_1 loeme võrdseks silindris 3 oleva vee temperatuuriga, mille mõõdame termomeetriga. Traadi temperatuuri saame määrata arvestades traadi takistuse R_x sõltuvust temperatuurist. Kasutatavate temperatuuride piires sõltub juhtme takistus temperatuurist järgmiselt:

$$R_{xn} = R_{x0} (1 + \alpha t_n), \quad (5)$$

kus R_{x0} - juhtme takistus temperatuuril 0°C ,
 R_{xn} - juhtme takistus temperatuuril $t_n^\circ\text{C}$,
 α - juhtme takistuse temperatuuritegur.

Kui mõõdame traadi takistuse R_{x1} enne soojendamist (temperatuuril t_1) ning pärast (temperatuuril t_2 olgu takistus R_{x2}) ja teame takistuse temperatuuritegurit, siis saame leida temperatuuri t_2 :

$$t_2 = \frac{R_{x2}(1 + \alpha t_1) - R_{x1}}{\alpha R_{x1}}. \quad (6)$$

Kui eeldada, et vooluga traadilt ajaühikus eraldunud kogu soojushulk ($Q' = I_x^2 R_{x2}$) kantakse üle soojusjuhtivuse teel, siis saame

$$\alpha \ell = \frac{\alpha I_x^2 R_{x1} R_{x2} \ell n \frac{r_1}{r_2}}{2\pi \ell (R_{x2} - R_{x1})(1 + \alpha t_1)}. \quad (7)$$

Saadud valem annab α jaoks pisut suurendatud väärtused, kuna soojus levib ka konvektsiooni teel ja kiirgusena ning mööda ühendusjuhtmeid. Vaatame neid soojuse leviku võimalusi lähemalt.

3.2. Teisi soojusülekande liike.

Kiirgusteooriast on teada Stefani-Boltzmanni seadus, mille järgi absoluutselt musta keha kiirgusenergia tihedus aja-

ühikus

$$W = \sigma T^4,$$

kus T - keha absoluutne temperatuur,
 $\sigma = (5,670 \pm 0,003) \cdot 10^{-8} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-4}$ on Stefani-Boltzmanni konstant.

Kõik reaalsed kehad kiirgavad samal temperatuuril vähem energiat

$$W' = A \sigma T^4,$$

kus A on keha neelamisvõime ($A < 1$ kõikide reaalsete kehade jaoks).

Kui T_1 on juhtme absoluutne temperatuur, T_2 - toru seinte absoluutne temperatuur ning eeldame, et kogu juhtme poolt kiiratud energia langeb toru seintele, siis kiirguse kaudu edasiantav energia ajaühikus oleks

$$q' = AS \sigma (T_1^4 - T_2^4),$$

kus S on juhtme pindala.

Meie katses moodustab q' vaid mõne protsendi koguenergiast. Et A väärtus meie traadi jaoks pole meile teada, jätame parandi arvestamata, küll aga tuleb määrata sellisest lihtsustusest tingitud teoreetilise vea ülemmäär.

Konveksiooni mõju saab kindlaks teha, kui teostada katset mitmel erineval rõhul ja tulemusi võrrelda. Gaaside kiirendamisest teoreetiliselt on teada, et gaasi soojusjuhtivustegur mitte väga suurte rõhkude korral (kui vabateelise liikumise korral) rõhust ei sõltu. Samal ajal gaasi tiheduse suurenedes konveksiooni tõttu ülekantud soojushulk kasvab. Seega, kui õhu soojusjuhtivustegur ei sõltu rõhust, võib väita, et antud katseriistades soojuse ülekandumine konveksiooni teel praktiliselt puudub.

Soojusekandusid traadi otste kaudu saaks arvesse võtta, kui kasutada mitut erineva pikkusega samast materjalist traati. Meie katseriista konstruktsioonis on püütud need kaod teha võimalikult väikeseks ja vastavat parandit me ei

arvesta.

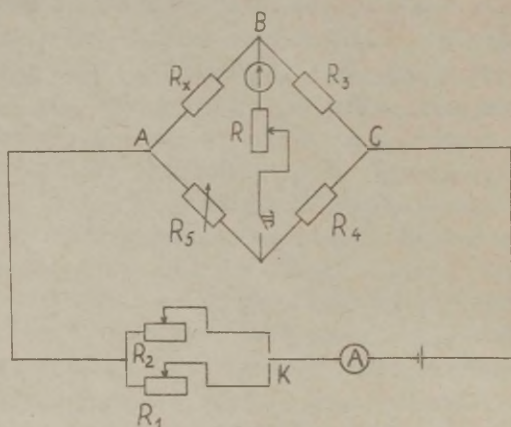
4. Seadme kirjeldus

Kasutatavas seadmes (vt. joon. 1) on juhtmena kasutatud nikkeltraati 1, mille diameeter on $d_2 = (0,300 \pm 0,005) \text{ mm}$. Toru 2 on valmistatud vasest ja ta sisemine diameeter on $d_1 = (12,0 \pm 0,5) \text{ mm}$. Seda toru saab ühendada vaakumpumbaga ja soovi korral täita erinevate gaasidega. Peenikese vasktoru ja seda ümbritseva jämedama toru 3 vahelisest ruumist võib lasta läbi voolata kraanivett, et kindlustada sisemise silindri seinte temperatuuri konstantsust.

Hõrenduse tekitamiseks kasutame Komovski pumpa, rõhku mõõdame vaakummeetriga ($0 - -1 \frac{\text{kgf}}{\text{cm}^2}$).

5. Töö käik

Juhtme takistuse R_x mõõtmiseks kasutame sildskeemi (joon. 2). Skeemi koostame nii, et juhtmete takistus tugeva vooluga ahela osas ABC oleks minimaalne (kasutame takistuste R_1 ja R_2 ühendamiseks jämedat jalühikest spetsiaalset vaskjuhet, punktid A ja C ühendame vahetult vas-



Joon. 2. Katse skeem.

tavalt takistustega R_x ja R_3). Takistid R_3 ja R_4 on konstantsed: $R_3 = 1\Omega$, $R_4 = 100\Omega$. Takisti R_5 on muudetav (takistussalv P34). Traadi takistuse R_x leiame, kui tasakaalustame silla takistussalve abil, kusjuures galvanomeetriga järjestikku on lülitatud reostaat R (1440Ω). Silla esialgsel, ligikaudsel tasakaalustamisel peab olema reostaat R täielikult sisse lülitatud, et ära hoida galvanomeetrile liiga suure voolu andmist. Silla toiteks kasutame alalisvoolu allikat BC-26. Voolu toiteahelas reguleeritakse kahe reostaadi abil. Üks neist on suureoomiline R_1 (740Ω), teine madalaoomiline R_2 (68Ω). Traadi algtakistuse R_{x1} määramisel lülitame lüliti K abil ahelasse reostaadi R_1 kogu takistuse. Vooluringi läbiv vool on siis küllaldaselt väike, nii et juhtme temperatuuri võime lugeda võrdseks ümbritseva keskkonna temperatuuriga (vee temperatuuriga).

Traadi soojendamiseks juhime läbi madalaoomilise reostaadi 0,6 A tugevuse voolu ja mõõdame korduvalt traadi takistuse R_{x2} . (Kui takistuse korduval mõõtmisel saame sama tulemuse, siis on juhe ühtlaselt soojenenud ja võime mõõtmistulemuse kanda protokolli.)

Samal viisil mõõdame traadi takistuse veel 1,0 A tugevuse voolu korral.

Traati läbiva voolu tugevuse saame leida ampermeetrit läbiva voolutugevuse I abil. Kui sild on tasakaalustatud, siis

$$I_x R_x = (I - I_x) R_5.$$

Siit

$$I_x = \frac{I R_5}{R_x + R_5}.$$

Meie katses $\frac{R_3}{R_4} = \frac{1}{100}$. Kuna tasakaalu korral $\frac{R_x}{R_5} = \frac{R_3}{R_4}$,

siis $I_x = I \frac{100}{101}$.

Teades traadi takistuse temperatuuriteguri väärtust,

saame leida valemi (7) abil õhu soojusjuhtivusteguri.

Analoogilisi mõõtmisi teeme veel kahe erineva rõhu juures (näiteks $4,7 \cdot 10^4$ Pa ja $2,7 \cdot 10^4$ Pa). Katse tulemused kanname tabelisse:

Jrk. nr.	t_1 (°C)	I (A)	P (Pa)	R_{x1} (Ω)	R_{x2} (Ω)	α ($\frac{W}{m \cdot K}$)
1.1					
1.2		0,6 A			
1.3					
3.1					
3.2		1,0 A			
3.3					

Peame meeles, et pärast katse sooritamist tuleb Komovski pump ühendada vastava kraani abil välisõhuga.

Paneme kirja mõõteriistade andmed.

6. Küsimusi ja ülesandeid

6.1. Enne praktikumi

1. Selgitada soojusjuhtivusteguri füüsikalist sisu.
2. Kuidas antud katses teha kindlaks, et soojuse ülekandeprotsess on muutunud statsionaarseks?
3. Millest sõltuvad soojuskaod läbi traadi otste? Milliseid järeldusi võib siit teha katseriista mõõtmete valiku kohta?
4. Miks peab skeemis (vt. joon. 2) olema tugeva vooluga ahela osa juhtmete takistus võimalikult väike?

6.2. Pärast praktikumi

1. Hinnata normaalrõhul voolutugevuse 1 A korral
 - a) traadi temperatuurri t_2 ,
 - b) kiirguse mitteamistamisest tingitud vea ülemäär,
 - c) soojushulka, mis eraldub läbi 0,3 mm diameetri ja 5 cm pikkuse nikkeljuhtme otsa, kui juhtme

üks ots on vee temperatuuril t_1 ja teine temperatuuril t_2 .

2. Millised järeldused saab töö põhjal teha antud katsevahendis soojuse ülekande eri liikide osatähtsuste kohta?

Kirjandus

1. I. Saveljev. Füüsika üldkursus I. "Valgus", Tln., 1978, lk. 296 - 299.
2. K.A. Putilov. Füüsika I. Tln., "Eesti Raamat", 1964, lk. 345 - 347, 353 - 355.
3. A.K. Киконин, И.К. Киконин. Молекулярная физика. "Наука", М., 1976, стр. 160 - 162, 165 - 171.
4. А.Н. Матвеев. Молекулярная физика. М., 1987, стр. 321 - 323.

13. METALLIDE ERISOOJUSE MÄÄRAMINE JAHTUMISMEETODIL

1. Tööülesanne

Metallide erisoojuse temperatuurist sõltuvuse määramine.

2. Töövahendid

Statiiv elektriühju ja termopaariga, transformaator ahju kütteks, isekirjutav potentsiomeeter ПСР1-02, uuritavatest metallidest silindrilised proovikehad, etalonsilindriks (vaak-), analüütilised kaalud, kaaluvihid.

3. Meetodi teooria ja katseseadme kirjeldus

Metallitükk, mille temperatuur on ümbritseva keskkonna (õhu) temperatuurist kõrgem, jahtub. Soojushulk, mida metallitükk annab ümbritsevale õhule ajavahemiku dt jooksul, on arvutatav tema erisoojuse c ja temperatuuri muutumise kiiruse $\frac{\partial T}{\partial t}$ kaudu:

$$\delta Q = - \int_V c \rho \frac{\partial T}{\partial t} dt dV. \quad (1)$$

ρ on metalli tihedus, integreerimine toimub üle kogu metallitüki ruumala V .

See soojushulk antakse õhule metallitüki välispinna kaudu, teda võib arvutada ka Newtoni valemi järgi soojusvahetusprotsesside kohta:

$$\delta Q = \int_S \alpha (T - T_0) dt dS. \quad (2)$$

Siin α on soojusvahetuse tegur, T_0 on väliskeskkonna temperatuur (keskkond loetakse olevat lõpmatu ulatusega, tema temperatuur ei muutu soojusvahetusprotsessi tulemusena), T on metallitüki temperatuur. Integreerimine toimub üle kogu metallitüki välispinna.

Homogeense metallitüki korral on c ja ρ kogu ruumala ulatuses konstantsed. Eeldades, et ka jahtumise kiirus $\frac{\partial T}{\partial t}$ on kogu ruumala ulatuses konstantne ja et α ning T on kogu välispinna ulatuses konstandid, saab avaldised (1) ja (2) lihtsalt integreerida. Et (1) ja (2) vasakud pooled on võrdsed, siis võib kirjutada

$$c\rho \frac{\partial T}{\partial t} V = -\bar{\alpha} (T - T_0) S, \quad (3)$$

kus $\bar{\alpha}$ on keskmistatud soojusvahetuse tegur kogu välispinna ulatuses. $\bar{\alpha}$ sõltub temperatuurist, keha kujust ja mõõtetest, ümbritseva keskkonna omadustest.

Vaatleme väikest ajavahemikku ning vastavalt väikest temperatuurimuutust, mille jooksul $\bar{\alpha}$ ja c võib konstantideks lugeda. Siis saab võrrandi (3) integreerida, tulemusega

$$\ln(T - T_0) = -\frac{\bar{\alpha} S}{cm} t + \ln(T_m - T_0), \quad (4)$$

kus m on proovikeha mass,

T_m - algtemperatuur.

Ülaltoodud eeldustel kirjeldab valem (4) $\ln(T - T_0)$ lineaarset sõltuvust ajast. Kui aga temperatuur muutub suuremas ulatuses, ei jää $\bar{\alpha}$ ja c enam konstantseks. Sellegipoolest saame valemist (4) kasutada võrdlusmõõtmistel, kui proovikehad on ühesuurused, ühesuguse kujuga, samas väliskeskkonnas (õhus) ning temperatuuripiirkonnad langevad kokku. Sel juhul on loomulik eeldada, et erinevast materjalist proovikehadel on samal temperatuuril võrdsed $\bar{\alpha}$ väärtused.

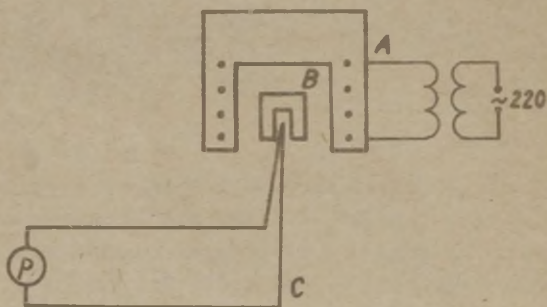
Kõige üldisemates joontes oleks mõõtmismeetod järgmine. Laseme jahtuda nii tuntud kui ka tundmatu proovikeha. Koostame mõlema jaoks graafiku $\ln(T - T_0)$ sõltuvalt ajast. Kindlate temperatuuride juures leiame graafikult mõlema kõvera tõusud k_1 ja k_2 , mis kujutavad endast suurus $\frac{\bar{\alpha} S}{c_1 m_1}$ ja $\frac{\bar{\alpha} S}{c_2 m_2}$ selle temperatuuri juures. Nüüd saabki leida ühe proovikeha erisoojuse c_2 teise (tuntud) proovikeha

erisoojuse c_1 kaudu

$$c_2 = \frac{k_1 m_1}{k_2 m_2} c_1. \quad (5)$$

4. Katseseadme kirjeldus

Katseseadme skeem on toodud joonisel 1. Elektriahi A on nihutatav piki statiiivi metallvarba üles-alla ning varva ülemises otsas pööratav ümber varva pikitelje. Uuritavast või etalonainest silindrikujulise proovikeha B temperatuuri mõõdetakse termopaariga C. Termopaari elektromotoorset jõudu mõõdetakse isekirjutava potentsiomeetriga P. Termopaari "teine jootekoht" on ümbritseva õhu temperatuuril. Elektriahi A köetakse vahelduvpingega 35 V kütetetransformatorist Tr.



Joon. 1. Katseseade.

5. Töö käik

1. Tutvume isekirjutava potentsiomeetriga, lülitame ta vooluvõrku. Veendume, et isekirjuti on töökorras - tindireservuaaris on tinti, isekirjuti sulg pole kuivanud ega ummistunud, diagrammlint liigub edasi lüliti asendi "Измер. запись" puhul.

2. Ühendame termopaari isekirjuti sisendiga ± 25 mV. Isekirjuti lüliti paneme asendisse "Измерение".

3. Asetame ühe silindrikestest termopaariga portselantorule. Laseme ahju alla, nii et silinder oleks täielikult ahju sees. Lülitame sisse küttevoolu. Kuumutame silindriksi temperatuurini $550 - 600^{\circ}\text{C}$ (alumiiniumi mitte kuumutada üle 550°C !). Silindriksesi temperatuuri määrame isekirjuti kalibrimisgraafiku abil, arvestades "teise jootekohta" temperatuuri, s.o. toatemperatuuri. Isekirjutava potentsiomeetri kalibrimisgraafikul on ära näidatud isekirjuti sule hälve diagrammlindi 0-jaotisest, kui termopaari jootekohtade temperatuuride vahe on 100, 200, 300, 400, 500 ja 600°C .

4. Kui silindriksed on kuumenenud $550 - 600^{\circ}\text{C}$ -ni, lülitame isekirjuti lüliti asendisse "Измер. запись", tõstame kiiresti ahju üles ja pöörame 180° ümber staativi varva (proovikeha kohalt ära). Silindriksed hakkab jahtuma, eeldame, et miteliikuvast õhus. Potentsiomeeter joonistab meile antud silindriksesi jahtumisgraafiku. Isekirjuti lindi liikumise kiirus on 720 mm tunnis. Kui silindriksed on jahtunud alla 100°C , kordame katset järgmise silindriksesega.

5. Proovikehadest määrame analüütilistel kaaludel.

6. Koostame arvutustabelid. Selleks jaotame jahtumisgraafiku isekirjuti lindi ajatelje suunas umbes 20 osaks, leiame vastavate ajahetkede väärtused, kanname tabelisse. Seejärel leiame nendele ajahetkedele vastavad temperatuurid $T - T_0$, kanname tabelisse, arvutame $\ln(T - T_0)$ või $\log(T - T_0)$. Tabel võiks olla niisil järgmine.

proovikeha.....

$m = \dots$

t/s/	$T - T_0$ /K/	$\ln(T - T_0)$
0		
.		
.		
.		

7. Tabelite järgi joonestame millimeetripaberil graafikud $\ln(T - T_0)$ sõltuvalt t-st kõigi proovikehadest jaoks. Graafik tuleks teha võimalikult täpselt ja küllalt suur (vähemalt 150 x 150 mm).

8. Punktis 7 mainitud graafikute abil on vaja leida kõverate tõusud kindlate temperatuuride juures (100, 200, 300, 400, 500°C), koostades jällegi sobiva tabeli.

9. Tundmatute ainete erisoojused leiame valemi (5) abil. Etalonaine on vask, mille erisoojuse c_1 väärtused sõltuvalt temperatuurist on antud järgnevas tabelis.

$T^{\circ}\text{K}$	0	100	200	300	400	500	600
$c_1 (\text{J/kg}\cdot\text{K})$	381,0	393,6	408,2	422,0	434,6	448,0	456,4

Uuritavate ainete jaoks saame erisoojused samadel temperatuuridel.

10. Joonestame graafikud, mis näitavad erisoojuse sõltuvust temperatuurist iga metalli jaoks.

6. Lisaküsimusi ja ülesandeid

6.1. Enne praktikumi

1. Millistel eeldustel võib lugeda $\frac{\partial T}{\partial t}$ ja T kogu metalli ruumala ja pinna ulatuses konstantideks?
2. Kas töös kirjeldatud meetod on kasutatav ka mitte-metallide korral? Põhjendada.
3. Defineerida soojusvahetuse tegur α . Millest ta sõltub?
4. Kas kirjeldatud meetod võib ka absoluutseteks mõõtmisteks (ilma etalonita)? Põhjendada.
5. Kuidas mõista väljendit "proovikeha jahtub mitte-liikuvas õhus"? Kas õhu mitteliikuvus on obligatoorne tingimus? Kuidas seda garanteeritakse antud katses?
6. Milline on Dulongi-Petit' seadus?
7. Kas ja kuidas sõltub tahkete ainete erisoojus temperatuurist?
8. Mis on Debye karakteristiklik temperatuur Θ ?

6.2. Pärast praktikumi

1. Millised on uuritavate ainete Debye karakteristikli-

kud temperatuurid (teoreetiliselt ja katseandmete põhjal)?

Kirjandus

1. I. Saveljev. Füüsika üldkursus I. "Valgus", Tln., 1978, lk. 362 - 364.
2. А.К. Кикоин, И.К. Кикоин. Молекулярная физика. М., 1976, стр. 459 - 465.
3. Р.В. Телеснин. Молекулярная физика. М., 1973, стр. 72 - 76, 86 - 93.

14. TAHKE KEHA ERISOOJUSE MÄÄRAMINE KALORIMEETRILISEL MEETODIL

1. Tööülesanne

Tutvumine kalorimeetriaga. Tahke keha erisoojuse määramine.

2. Töövahendid

Uuritavad kehad, kalorimeeter, aurukatel, veeauru-termostaat, termomeeter, vattmeeter, autotrafo, sekundkell, kell, tehnilised kaalud, vihid, nihik, baromeeter, nõör.

3. Teoreetiline sissejuhatus

3.1. Erisoojuse mõiste

Erisoojuseks nimetatakse soojushulka, mis kulub ühikulise massiga keha soojendamiseks ühe temperatuuriühiku võrra:

$$c = \frac{\Delta Q}{m(T_2 - T_1)} \left(\frac{\text{J}}{\text{kg} \cdot \text{K}} \right); \quad (1)$$

siin ΔQ on soojushulk,

m - keha mass,

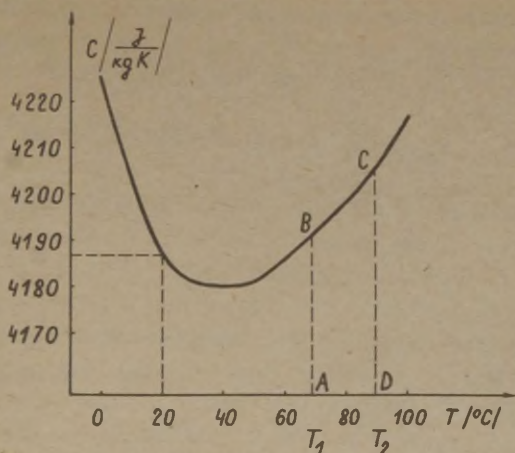
$T_2 - T_1$ - temperatuuri juurdekasv.

Et kehade soojusmahtuvus sõltub temperatuurist, siis täpselt on erisoojus määratud tuletisega

$$c = \frac{1}{m} \cdot \frac{dQ}{dT}, \quad (2)$$

valem (1) aga määrab keskmise erisoojuse temperatuurivahemikus $T_1 \dots T_2$.

Temperatuuri tõusmisel paljude kehade soojusmahtuvus suureneb. Vee soojusmahtuvus väheneb soojendamisel $0 \dots 35,5^\circ\text{C}$, kõrgematel temperatuuridel aga hakkab tõusma (joon. 1).



Joon. 1. Vee soojusmahtuvus sõltuvalt temperatuurist.

Temperatuuride vahemikus $0 \dots 100^{\circ}\text{C}$ on vee keskmine erisoojus võrdne erisoojusega soojendamisel temperatuurilt $19,5^{\circ}\text{C}$ temperatuurini $20,5^{\circ}\text{C}$. Soojushulk, mis kulub keha soojendamiseks temperatuurilt T_1 temperatuurini T_2 , avaldub valemiga

$$\Delta Q = m \int_{T_1}^{T_2} c dT . \quad (3)$$

- On näha, et ΔQ on võrdne keha aine erisoojuse temperatuurilise sõltuvuse kõvera aluse pindala (ABCD) ja keha massi korrutisega (joon. 1).

Kui teatud temperatuuride vahemikus soojusmahtuvuse sõltuvus temperatuurist on vähene, siis keha soojendamiseks selles temperatuuride vahemikus kuluv soojushulk on

$$\Delta Q = cm (T_2 - T_1) . \quad (4)$$

3.2. Kalorimeetrilise mõõtmise põhimõte

Kalorimeetria on soojushulkade mõõtmine. Vastavaid seadmeid, kalorimeetreid, kasutatakse kas otseselt soojushulkade mõõtmiseks või kaudselt, erisoojuste, faasisiirete soojuste jne. määramiseks.

Kalorimeetreid on üldiselt kahte liiki: muutuva temperatuuriga ja konstantse temperatuuriga.

Muutuva temperatuuriga kalorimeeter kujutab endast tuntud soojusmahtuvusega keha, mille temperatuuri mõõdetakse. Kindlale temperatuurimuutusele vastab kindel soojushulk. Konstantse temperatuuriga kalorimeetris kasutatakse kahes agregaatolekus (faasis) olevat keha (näiteks tahke ja vedel). Soojuse juurdeandmisel või äravõtmisel väheneb ühe ja suureneb teise faasi ruumala samal temperatuuril. Kalorimeetrit rakendatakse väga laias temperatuurilatuses, absoluutse nulli lähedalt tuhandete kelviniteni. Konkreetne konstruktsioon sõltub temperatuuripiirkonnast, soovitatavast täpsusest jm.

3.3. Kalorimeetri soojusmahtuvus ja selle katseline määramine

Käesolevas töös kasutatakse muutuva temperatuuriga kalorimeetrit piirkonnas $0^{\circ} \dots 100^{\circ}\text{C}$. See koosneb tavaliselt kalorimeetrilisest nõust koos vedelikuga, termomeetrist, küttekahast ja vedeliku segajast. Soojusvahetuse vähendamiseks kasutatakse õhuvahedega eraldatud mitmekordsete seintega nõusid ja soojust halvasti juhtivaid materjale (klaasvatt jm.).

Kalorimeetri soojusmahtuvust väljendab valem

$$K = \sum_i m_i c_i, \quad \left(\frac{\text{J}}{\text{K}} \right) \quad (5)$$

kus m_i on kalorimeetri i -nda elemendi mass,
 c_i - selle keskmine erisoojus.

K väärtus määratakse harilikult katseliselt, andes kindla hulga soojust ja mõõtes temperatuuri. Oletame, et puudub soojusvahetus kalorimeetri ja ümbritseva keskkonna vahel. Andes kalorimeetrile soojushulga ΔQ , tõuseb tema temperatuur

ΔT võrra:

$$\Delta Q = K \cdot \Delta T . \quad (6)$$

Kalorimeetri soojustahtuvuse määramiseks käesolevas töös kasutatakse kindla soojushulga üleandmist elektriküttekeha abil. Vattmeetri abil määratakse küttekeha võimsus N , sekundkella abil aeg Δt , mille jooksul oli küttekeha sisse lülitatud. Soojustahtuvus arvutatakse valemi (6) põhjal:

$$K = \frac{\Delta Q}{\Delta T} = \frac{N \cdot \Delta t}{\Delta T} , \quad (7)$$

kus ΔT mõõdetakse termomeetriga.

3.4. Tahke keha erisoojuse määramine

Erisoojuse määramiseks on vaja anda uuritavale kehale kalorimeetri temperatuurist erinev kindel temperatuur. Käesolevas töös antakse kehale kõrgem temperatuur veeauru abil. Kui keevast veest eralduva auru abil uhta mingit keha, püsib viimase temperatuur konstantsena, võrdsena keemistemperatuuriga T_k antud rõhul.

Soojendatud keha (massiga m) lastakse kalorimeetrisse, mille temperatuur olgu T_3 . Soojusvahetuse tõttu keha ja kalorimeetri vahel saabub tasakaal temperatuuril T_4 . Sealjuures kalorimeetri temperatuur tõuseb $\Delta T_1 = T_4 - T_3$ võrra. Soojusliku tasakaalu puhul kehtib seos

$$cm (T_k - T_4) = K \Delta T_1 ,$$

millest

$$c = \frac{K \cdot \Delta T_1}{m(T_k - T_4)} . \quad (8)$$

3.5. Metrooloogilisi juhiseid

Põhilisteks arvutusvalemiteks on (7) ja (8). Tuleks leida nendes sisalduvate suuruste piirvead ja lõpuks erisoojuse piirviga. Kõigi suuruste - elektrilise võimsuse, temperatuuri, aja ja massi piirvigade - määramisel suuri raakusi ei ole, leiame nad vastavast käsiraamatust mõõteristade luba-

tud põhivigadena [2]. Erisoojuse vea leiame absoluutväärtuseeskirja järgi ehk halvima olukorra meetodil.

Peale riistavigade võib käesolevas töös esineda mitmesuguseid meetoodilisi vigu, mille põhjusteks võivad olla näiteks mitte küllalt hea kalorimeetri soojusisolatsioon, liiga aeglane keha viimine veeauru-termostaadist kalorimeetrisse, uuritava keha liiga lühiajaline hoidmine veeauru-termostaadis, keemistemperatuuri rõhust sõltuvuse mittearvestamine, mitte küllalt intensiivne vee segamine kalorimeetris (segamine ei taga ühtlast temperatuurijaotust) jne.

Töö tegemisel tuleks võimalikult täielikult endale selgeks teha võimalikud meetoodiliste vigade allikad ja vigu vähendada. Näiteks vähendatakse mainitud kalorimeetri soojuskadudest tingitud vigu punktis 3.6 soovitatava graafilise meetodiga, samuti küttevõimsuse suurendamisega. Vee keemistemperatuuri püüame leida sõltuvana õhurõhust jne.

3.6. Temperatuurimuutuse täpsustus

Et soojusvahetust kalorimeetri ja ümbritseva keskkonna vahel pole võimalik täielikult kõrvaldada, siis ei saa me katselisel teel otseselt kalorimeetri temperatuuri muutust täpselt määrata. Tunduvalt täpsemalt on võimalik temperatuuri muutumist määrata graafilise meetodiga (joon. 2).

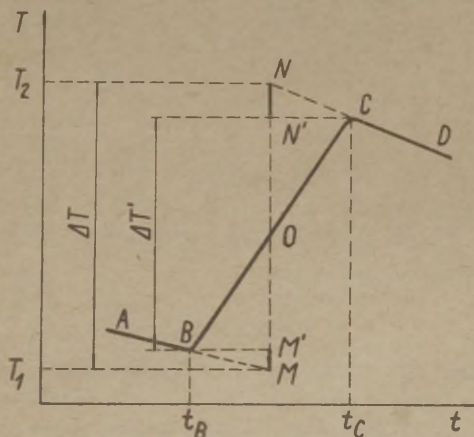
Joonisel 2 on graafiliselt kujutatud temperatuuri muutumist kalorimeetris (horisontaalteljel aeg ja vertikaalteljel temperatuur).

Lõik AB iseloomustab temperatuuri muutumist kalorimeetris I etapil, kui toimib ainult soojusvahetus kalorimeetri ja ümbritseva keskkonna vahel (soojuselekk). II etapil (lõik BC) antakse kalorimeetrisse soojust juurde (küttekeha või uuritava keha abil), kuid toimib ka soojuselekk. III etapil (lõik CD), kui soojust enam juurde ei anta, toimib jälle ainult soojuselekk.

Kalorimeetri temperatuuri muutuse täpsemaks leidmiseks peame arvestama soojuselekist tingitud parandit. Selleks tuleb II etapile vastava lõigu BC keskkohas O tõmmata vertikaalne sirge ja ekstrapoleerida kõverat AB edasi ning kõ-

verat CD tagasi kuni lõikumiseni vertikaalsirgega. Lõikepunktide M ja N vaheline lõik annabki täpsustatud temperatuuri muutuse ΔT .

Põhjendame lühidalt seda graafilist võtet, mille sisuks on soojuseleki arvestamine II etapil. Kalorimeetrit ümbritseva keskkonna temperatuur olgu T_0 . Soojuseleki voog kalorimeetrist ümbritsevasse keskkonda on võrdeline temperatuuri vahega $T - T_0$ (Newtoni seaduse põhjal). Seega on



Joon. 2. Temperatuuri muutumine kalorimeetris.

lõigud AB ja CD tegelikult eksponentsiaalsed kõverad, kuid esimeses lahenduses loeme nad sirgeteks. Lõikude AB ja CD kalded on võrdelised vastavate soojuseleki voogudega:

$$\frac{\Delta Q}{\Delta t} = K \cdot \frac{\Delta T}{\Delta t}.$$

Lõigul BC ei saa me soojuseleki voogu otseselt määrata, kuid loeme, et see väljendub lõikude AB ja CD soojuseleki voogude aritmeetilise keskmisena

$$\frac{\Delta Q}{\Delta t}|_{BC} = \frac{\frac{\Delta Q}{\Delta t}|_{AB} + \frac{\Delta Q}{\Delta t}|_{CD}}{2}.$$

ehk temperatuuri kaudu

$$K \frac{\Delta T}{\Delta t} \Big|_{BC} = K \frac{\frac{\Delta T}{\Delta t} \Big|_{AB} + \frac{\Delta T}{\Delta t} \Big|_{CD}}{2}$$

Seega saame soojuselekile vastava temperatuuri muutuse lõigul BC

$$\begin{aligned} \Delta T \Big|_{BC} &= \frac{\frac{\Delta T}{\Delta t} \Big|_{AB} + \frac{\Delta T}{\Delta t} \Big|_{CD}}{2} (t_C - t_B) = \frac{\Delta T}{\Delta t} \Big|_{AB} \cdot \frac{t_C - t_B}{2} + \\ &+ \frac{\Delta T}{\Delta t} \Big|_{CD} \cdot \frac{t_C - t_B}{2}. \end{aligned}$$

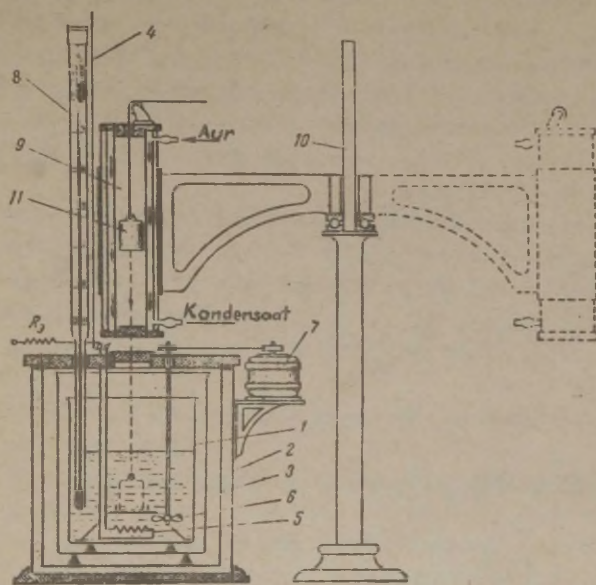
Viimased kaks liidetavat kujutavadki joonisel 2 jämeda joonega näidatud sirglõiku M'M ja N'N. Liites need termomeetri poolt näidatud temperatuuri muutusele $\Delta T'$, saamegi temperatuuri muutuse ΔT .

4. Katse kirjeldus

Käesolevas katses kasutatava kalorimeetri (joon. 3) kalorimeetriline nõu 1 on väliskeskkonnast isoleeritud kahekordsete seintega anuma 2 ja 3 abil. Kaane külge on monteeritud küttekeha 5 ja vedeliku (vee) segaja 6 koos mootoriga 7. Nõusse 1 ulatub termomeeter 8. Küttekehale antakse 50 Hz vahelduvpinget üle reguleeritava autotransformaatori, võimsust mõõdetakse vattmeetriga.

Uuritavast tahkest ainest valmistatud silindrilist keha 11 kuumutatakse pealt pööratava kaanega suletavas veeaurutermostaadis 9, mis on kinnitatud statiivile 10. Samal statiivil on veel konksuga muhv kindla pikkusega nõõri kinnitamiseks. Nõõri abil fikseeritakse uuritav keha kahes asendis: veeaurutermostaadi keskpais ja kalorimeetrilises nõus parajal sügavusel (nii, et ta oleks üleni veepinna all, kuid ei vigastaks segajat ega küttekeha).

Auru tekitatakse spetsiaalses elektriga köetavas katlas.



Joon. 3. Katseseade.

5. Töö käik

1. Määrame uuritava keha mõõtmised nihiku abil.

2. Kaalume uuritava keha tehnilistel kaaludel, asetame ta termostaati, lülitame aurukatla kütte sisse. Termostaadi ja konksuga muhvi asendeid sobitades seame keha koos termostaadiga kalorimeetri kohale, nii et kindla pikkusega nõõri kaht aasa kasutades oleks teda lihtne kiiresti kalorimeetrisse lasta. Täidame kalorimeetrilise nõu vajaliku tasemeni destilleeritud veega.

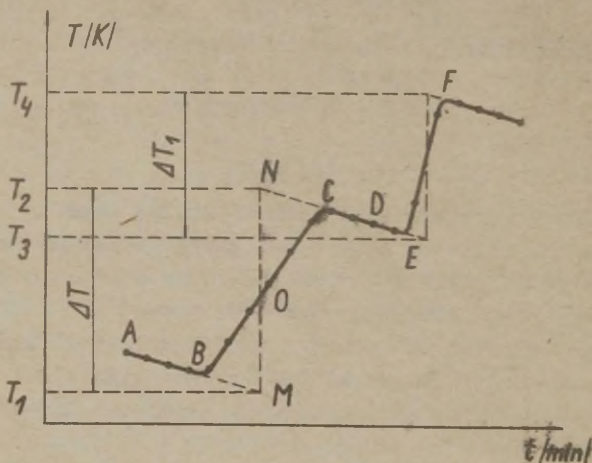
3. Koostame elektrilise skeemi autotrafo, vattmestri ja küttekeha abil (kui see pole valmis). Uurime järele, kui suurt maksimaalset võimsust võimaldavad autotrafo ja vattmeeter. Lülitame võimalikult lühikeseks ajaks voolu sisse ja reguleerime võimsuse maksimaalseks. Lülitame kohe voolu välja.

4. Määrame kalorimeetri soojusmahtuvuse. Selleks lülitame sisse veesegaja ja märgime üles termomeetri näidud iga 30 s järel 5 min. jooksul. Seejärel lülitame sisse küttekeha ja veendume, et võimsus on maksimaalse lubatava lähedal. Jätkame termomeetri näitude registreerimist iga 30 s järel niikaua, kuni vee temperatuur on tõusnud 10 ... 15 K võrra. Lülitame küttekeha välja, jätkates temperatuuri registreerimist veel 5 min. jooksul.

5. Laseme uuritava keha võimalikult kiiresti termostaadist kalorimeetrisse (termostaadi voolikust peab koos kondensaatveega välja voolama ka kuum auru juga). Seda katset on soovitatav alustada kohe pärast eelneva katse lõppemist. Jätkame temperatuuri registreerimist ülalkirjeldatud viisil veel 5 min.

6. Registreerime mõõtevahendite andmed ja mõõtmistingimused.

7. Kanname kõik mõõtmisandmed ühele graafikale (joon.4).



Joon. 4. Temperatuuri mõver.

Temperatuuri muutused ΔT ja ΔT_1 täpsustame graafiliselt ülalooritatud viisil (p. 3.6).

8. Arvutame erisoojuse valemist (8), erisoojuse piirvea ja uuritava keha tiheduse. Millise temperatuurivahemiku kohta kehtib leitud erisoojus?

9. Uuritava keha tiheduse ning juhendajalt või laborandilt saadava lisainformatsiooni põhjal otsustame, millise ainega on tegemist. Võrdleme katseliselt määratud erisoojust Dulongi-Petit' seadusest arvutatuga.

6. Lisaküsimusi ja ülesandeid

6.1. Enne praktikumi

1. Milline liikumine metalli sisemuses määrab tema soojusmahtuvuse? [3]
2. Miks on kalorimeetri väline anum tavaliselt poleeritud ja nikeldatud?
3. Mida väidab Dulongi-Petit' seadus? [1], [3]

6.2. Pärast praktikumi

1. Kuidas põhjustab metoodilist viga käesolevas töös asjaolu, et vee erisoojus sõltub temperatuurist?
2. Õhk on halb soojusjuht, vaid siis, kui temas puuduvad konveksioonvoolud. Kas käesoleva kalorimeetri anumate seinte vahel võivad tekkida konveksioonvoolud? Kuidas tuleks kalorimeetri konstruktsiooni muuta?
3. Kuidas saaks käesoleva töö meetodit ja kalorimeetrit kasutada erisoojuse leidmiseks temperatuuril üle 100°C ?

Kirjandus

1. I. Saveljev. Füüsika üldkursus I. "Valgus", Tln., 1978, lk. 362 - 364.
2. H. Tammet. Füüsika praktikum. Metroloogia. "Valgus", Tln., 1971.
3. A.K. Кикоин, И.К. Кикоин. Молекулярная физика. М., 1976, стр. 459 - 462, 465 - 466.

15. ÕHUNIISKUSE KARAKTERISTIKUTE MÄÄRAMINE

1. Tööülesanne

Tutvuda õhuniiskuse karakteristikutega ja nende määramise meetoditega. Määrata katseliselt peamised õhuniiskuse karakteristikud.

2. Töövahendid

Aspiratsioonpsühromeeter, statsionaarne psühromeeter, aspiraator (seade õhu imemiseks), U-torud hügrokoopse ainena, kaalud, vihid.

3. Teoreetiline sissejuhatus

Veeaur on atmosfääri õhu muutlik koostisosa, mille hulk suureneb vee aurumisel ja väheneb veeauru kondenseerumisel. Aur võib esineda kas küllastunud või küllastumata olekus. Küllastunud olekus on aur vedelikuga dünaamilises tasakaalus, s.t. kui palju auru molekul vedeliku pinnalt lahkeb, nii palju langeb sinna ka tagasi. Küllastumata auru puhul pole saavutatud tasakaaluolekut: vedeliku pinnalt lahkeb rohkem molekul kui sinna tagasi tuleb.

Õhus leiduvat veeauru nimetatakse õhuniiskuseks. Vastavalt veeauru küllastumata ja küllastunud olekule räägitakse küllastumata ja küllastunud niiskusest.

Meteoroloogias on õhuniiskuse iseloomustamiseks defineeritud palju erinevaid, üksteisega seotud karakteristikuks. Füüsika üldpraktikumis püüame läbi saada mõnevõrra vähema karakteristikute hulgaga.

1. Veeauru partsiaalseks ehk osarõhuks (lühidalt - veeauru rõhuks) nimetame rõhku, mida tekitab ainult veeaur, kui kõik teised gaasid on kõrvaldatud. Meteoroloogias tähistatakse veeauru rõhku küllastumata oleku puhul e ja küllastunud oleku korral E .

Rõhuühikuna on meteoroloogias kasutatud (ja kasutatakse osalt praegugi) millimeetrit elavhõbedasammast /mm Hg/, millibaari /mb/ ($1 \text{ mb} = 1000 \frac{\text{dn}}{\text{cm}^2}$) ja rahvusvahelises mõõtühikute süsteemis SI paskaali /Pa/ ($1 \text{ Pa} = 1 \frac{\text{N}}{\text{m}^2}$). Seose nimetatud ühikute vahel annavad järgmised võrdused:

$$1 \text{ mb} = 1000 \frac{\text{dn}}{\text{cm}^2} = 100 \text{ Pa} = 0,75 \text{ mm Hg},$$

$$1 \text{ mm Hg} = 1333 \frac{\text{dn}}{\text{cm}^2} = 1,333 \text{ mb} = 133,3 \text{ Pa},$$

$$1 \text{ Pa} = 0,01 \text{ mb} = 10 \frac{\text{dn}}{\text{cm}^2} = 0,0075 \text{ mm Hg}.$$

Praegu mõõdetakse rõhku meteoroloogias millibaarides, tulevikus paskaalides.

Küllastunud veeauru rõhk E sõltub 1) temperatuurist (selle tõusmisel E kasvab), 2) vee faasist (alajahutatud vee kohal on E pisut suurem kui jää kohal, maksimaalne erinevus $0,27 \text{ mb}$ esineb temperatuuril -12°C), 3) veepinna kõverusest (kumera pinna kohal on E suurem kui tasandi kohal), 4) vees lahustunud ainete kontsentratsioonist (kontsentratsiooni suurenemisel E väheneb).

Tavaliselt mõeldakse küllastunud veeauru rõhu all destilleeritud vee aururõhku tasandi kohal. See leitakse kas küllastunud veeauru rõhu tabelist või arvutatakse valemi järgi:

$$\log E = 26,251 - 3049,5/T - 5,8697 \log T, \quad (1)$$

kus E on millibaarides,

T - temperatuur Kelvini skaala järgi.

Kui veeauru rõhk ja temperatuur on teada, saab teisi niiskuse karakteristikuid leida arvutamise teel.

2. Absoluutseks niiskuseks a nimetame ühes kuupmeetris niiskes õhus leiduvat veeauru massi grammides. Absoluutset niiskust saab mõõta kaalumise meetodil, absorbeerides niiskuse teatavast ruumalast, aga saab ka arvutada veeauru rõhu kaudu:

$$a = 0,80 \frac{e}{1 + \alpha t}, \quad (2)$$

kus $\alpha = 1/273 \text{ K}^{-1} = 0,0037 \text{ K}^{-1}$ on gaaside ruumpaisumise koefitsient,

t - temperatuur Celsiuse skaala järgi.

Valemit (2) on lihtne tuletada Clapeyroni-Mendelejevi võrandi abil.

3. Relatiivseks niiskuseks r nimetame õhus oleva veeauru rõhu ja samal temperatuuril puhta vee küllastunud veeauru rõhu E suhet väljendatuna protsentides:

$$r = \frac{e}{E} \cdot 100 \%. \quad (3)$$

Kasutades valemit (2), saame relatiivse niiskuse veel järgmiselt avaldada:

$$r = \frac{a}{A} \cdot 100 \%, \quad (4)$$

kus A on antud temperatuuril küllastunud absoluutne niiskus.

4. Kastepunktiks τ nimetame temperatuuri, milleni peaks jääva rõhu ja sama veeauru sisalduse juures jahutama õhku, et temas leiduv veeaur hakkaks kondenseeruma (tekiks kaste). Seepärast võib kastepunkti nimetada ka kondensatsioonitemperatuuriks. Matemaatiliselt võib väljendada:

$$e = E(\tau). \quad (5)$$

Kastepunkti τ leidmiseks peab teadma veeauru rõhku e , mille järgi leitakse küllastunud veeauru rõhu tabelist või valemist (1) e -le vastav temperatuur.

Temperatuuril alla 0°C tekib hall ja seepärast räägime sellisel temperatuuril kastepunkti asemel hallapunktist.

4. Õhuniiskuse määramise meetodid

4.1. Kaalumise meetod

Läbi hügrokoopse ainega filtri imetakse teatav ruumala V niisket õhku. Määrates filtri massi enne (m_1) ja pärast

(m_2) läbiimemist, saame absoluutse niiskuse arvutada valemi järgi:

$$a = \frac{m_2 - m_1}{V} . \quad (6)$$

Selle meetodi puuduseks on suhteliselt väike mõõtmistäpsus. Et vähendada piirviga, on tarvis 1) kasutada täpseid analüütilisi kaalusid, 2) imeda õhku pikka aega ja 3) eelnevalt õhku tahkest aerosoolist (tolmust) puhastada.

Kaalumise meetodi suhteline piirviga avaldub valemi (6) alusel:

$$\frac{\Delta a}{a} = \frac{\Delta m_1 + \Delta m_2}{m_2 - m_1} + \frac{\Delta V}{V} .$$

Et $m_2 - m_1 = aV$ ja $\Delta m_1 = \Delta m_2$, siis

$$\frac{\Delta a}{a} = \frac{1}{V} \left(\frac{2 \Delta m_1}{a} + \Delta V \right) . \quad (7)$$

Kaalumise piirviga saame vähendada, kui jätame m_2 määramiseks teisele kaalukaasile täpselt samad vihid, mis olid m_1 määramisel, lisades vajalikul hulgal uusi vihte. Sellisel juhul pole vaja arvestada endiste vihtide piirviga.

4.2. Psühromeetriline meetod

Praktikas kasutatakse õhuniiskuse määramisel kõige sagedamini psühromeetrilist meetodit, millel on teiste meetoditega võrreldes rida eeliseid (näiteks riistad on kergesti transporditavad, konstruktsioon ja kasutamine on lihtne, mõõtmine lühiajaline, täpsus hea).

Psühromeetrilise meetodi aluseks on asjaolu, et märja aurava pinna temperatuur on aurumise tõttu ümbritseva õhu temperatuurist madalam. Aurumine on seda kiirem ja temperatuur seda madalam, mida väiksem on relatiivne niiskus.

Märjaks pinnaks võetakse termomeetri reservuaar, mille ümber on mähitud destilleeritud veega niisutatav valge batistriie. Sellist termomeetrit nimetame märjaks, tema näitu märke t' . Teist termomeetrit, mis asub märja termomeetri

lähedal, nimetame kuivaks, tema näitu tähistame t .

Matemaatilise seose nn. psühromeetrilise temperatuuride vahe $t - t'$ ja veeauru rõhu e vahel annab psühromeetriline valem

$$e = E' - C (t - t') p, \quad (8)$$

kus E' - küllastunud veeauru rõhk märja termomeetri näidu t' juures,

p - õhurõhk /mb/,

C - psühromeetriline konstant, mis sõltub riista konstruktsioonist, eriti aga õhuvoolu kiirusest aurava pinna kohal.

Valem (8) on kehtiv aurumise statsionaarse olukorra puhul, s.t. nii palju soojust, kui aurumiseks märja termomeetri reservuaarilt kulub, saab märg reservuaar ümbrusest juurde. Sel korral märja termomeetri näit t' ei muutu.

Statsionaarse olukorra puhul on ajaühikus aurumiseks kulunud soojushulk Q_1 võrdne samal ajavahemikul ümbritsevast õhust märjale reservuaarile juurdetulnud soojushulgaga Q_2 . Q_1 saame avaldada Daltoni seaduse järgi

$$Q_1 = cL (E' - e)/p,$$

kus c - võrdetegur, mis sõltub põhiliselt tuule kiirusest, L - aurumissoojus.

$$Q_2 = B (t - t'),$$

kus B - võrdetegur, mis sõltub riista konstruktsioonist.

Tähistades $B/cL = C$, saamegi valemi (8).

4.3. Juus-hügromeetriline meetod

See on kõige lihtsam õhuniiskuse määramise meetod. Meetodi aluseks on puhta ja rasvavaba inimese juuksekarva pikene- mine või lühenemine vastavalt õhu relatiivse niiskuse kasvu- le või kahanemisele. Juus-hügromeetri puuduseks on väike täpsus (suhteline piirviga 5 ... 10 %) ja töörežiimi eba-

püsivus. Seetõttu vajab juus-hülgromeeter sagedast kontrollimist ja reguleerimist.

4.4. Kastepunkti meetod

Meetodi aluseks on kastepunkti φ määramine. Teades kastepunkti ja õhu temperatuuri, saame leida teised õhuniiskuse karakteristikud. Kaste tekitamiseks kasutatakse siledaks lihvitud ja poleeritud õhukest metallpeeglit, mida tuleb aeglaselt jahutada. Jälgides peegli pinda, millal see hakkab tuhmuma sinna kondenseerunud vee (või jää) tõttu ja mõõtes ära peegli pinna temperatuuri, saamegi kastepunkti. Seda tüüpi riistad on ebatäpsed, kohmakad ja nendega töötamine nõuab palju aega.

5. Mõõtevahendid

5.1. Psühromeetrid

Mõlemad termomeetrid (kuiv ja märg) on ehituselt ühesugused, erinevus on ainult selles, et märja termomeetri reservuaar on ümbritsetud valge batistriidiga, mida mõõtmise käigus niisutatakse.

Vastavalt töötingimustele liigitatakse psühromeetreid statsionaarseteks (Augusti) ja aspiratsioon- (Assmanni) psühromeetriteks.

Statsionaarse psühromeetri märja termomeetri niisutamiseks on reservuaari ümber mähitud puhas batistriide tükk, mille alumine ots ulatub destilleeritud veega täidetud klaasanumasse. Seda tüüpi psühromeetri konstant $C = 0,0007947$, mis vastab õhuvoolu kiirusele $v \approx 0,8$ m/s (ligikaudu selline õhuvoolu kiirus esineb meteoroloogilises onnis, kus tavaliselt asub psühromeeter).

Aspiratsioon- ehk Assmanni psühromeetri mõlemad termomeetrid asuvad kaitsetorudes (kuiv termomeeter vasakul, märg paremal). Et vältida termomeetrite soojenemist päikesekiirguse mõjul, on reservuaare ümbritsevad kaitsetorud nikeldatud ja poleeritud (peegeldavad tugevasti kiirgust).

Aspiratsioon-psühromeetris toimub aurumine märja termomeetri reservuaari ümber mähitud märjalt batistriidelt kons-

tantse õhuvoolu kiiruse juures. Õhuvoolu tekitab väike ventilaator, mis kälvitatakse kellamehhanismiga või elektrimootoriga. Ventilaator imeb õhku termomeetrite vahel asuva toru kaudu läbi ülalnimetatud kaitsetorude, mis on korpusega ühendatud halva soojustjuhtivusega muhvide (mustad rõngad) kaudu.

Märja termomeetri niisutamiseks kasutatakse väikest destilleeritud veega täidetud kummiballooni, mille ülemine ots on varustatud klaastorukesega. Ballooni sulgemiseks kasutatakse metallist näpitsat, mis avab ballooni niisutamise ajaks. Psühromeeter asetatakse statiivi külge piluga konksu abil (ventilaatori ülemisel osal asuv ümarik nupp tuleb asetada konksu pilusse).

Aspiratsioonipsühromeetri konstant $C = 0,000662$, mis õhuvoolu kiirustel $v > 3$ m/s sõltub kiirusest vähe.

5.2. Kaalumise meetodi vahendid

Hügrokoopse ainega filtrid kujutavad endast U-kujulisi klaastorusid, millesse paigutatakse veeauru absorbeeriv aine (CaCl_2 , P_2O_5 vms.). Et ühe toru puhul pole selgust, kas niiskus on täielikult absorbeeritud, kasutame kahte järjestikust filtrit. Filtrid tuleb kaaluda enne ja pärast õhu läbiimemist analüütilistel kaaludel, püüdes kaalumise piirviga võimalikult vähendada. Et hügrokoopne aine on pulbriline, tuleb pulbri filtritest väljaimemise takistamiseks kasutada vatitroppe. Vatt peaks olema eelnevalt kuivatatud.

Õhu läbiimemiseks kasutame kas vesiaspiraatorit või mõnda muud vahendit, mis võimaldab teatud ruumala (mõnikümmend liitrit) õhku filtritest läbi imeda. Vesiaspiraator kujutab endast ruumala järgi kaliibritud anumast, mis täidetakse algul veega. Seejärel lastakse anumast vett välja voolata ja eraldi torust voolab õhk (läbi filtrite) sisse. Skaala järgi määratakse väljavoolanud vee ruumala, mis on võrdne sissevoolanud õhu ruumalaga.

6. Töö käik

Töös määrame õhuniiskuse karakteristikud aspiratsioonipsühromeetriga ja kaalumise meetodil.

6.1. Psühromeetriline meetod

1. Niisutame märja termomeetri reservuaari. Selleks tuleb niisutusballooni näpitsklamber pisut avada ja vesi suruda klaastorusse, kuni nivoo jääb toru ülemisest äärest umbes 5 mm madalamale. Seejärel torkame klaastoru märja termomeetri (paremal) kaitsetorru ja hoiame teda seal (umbes 10 s), kuni riie reservuaari ümber on märgunud. Et vesi ei satuks kuiva termomeetri reservuaarile, tuleb psühromeeter hoida vertikaalasendis.

2. Keerame üles ventilaatori vedru ja ootame, kuni ventilaator hakkab täishooga tööle. Elektrimootoriga psühromeetri puhul lülitame mootori tööle. Seejärel jälgime märja termomeetri näitu t' . Lugemi võtame siis, kui t' on kõige madalam (umbes 4 minuti pärast). Võtame ka kuiva termomeetri lugemi t .

Kui märja termomeetri näit hakkab tõusma, tuleb termomeetrit uuesti niisutada ja mõõtmist korrata. Kokku teeme vähemalt 3 mõõtmist. Alati tuleb kirja panna märja termomeetri madalaim näit. Mõõtmise ajal ei tohi käega puutuda termomeetrite reservuaaride kaitsetorusid, mis võivad käe mõjul soojeneda.

3. Määrame aneroid-baromeetri abil õhurõhu, vajaduse korral arvutame selle millibaaridesse ümber.

4. Võimaluse korral arvestame kuiva ja märja termomeetri parandeid. Kui parandeid pole, arvutame punktis 2 mõõdetud temperatuuride järgi (eraldi kolme mõõtmise jaoks)

- veeauru rõhu e ,
- absoluutse niiskuse a ,
- relatiivse niiskuse r ,
- kastepunkti τ .

Arvutuste hõlbustamiseks on koostatud psühromeetrilised tabelid, mille abil saab leida e , r ja τ [1] ning nomogramm (kindla õhurõhu korral).

6.2. Kaalumise meetod

1. Hankida filtrid (kaks U-kujulist klaastoru ja piisav kogus hügrokoopset ainet). Peab jälgima, et hügrokoopne

aine ei jääks pikemaks ajaks vabasse õhku, sest ta võib niiskusest küllestuda. Asetame hügrokoopset ainet kummassegi torusse sellisel määral, et õhk vabalt mööda ei pääseks, aga ka mitte liiga palju, sest see suurendaks takistust õhuvoolule. Tihendame toru mõlemast otsast kuiva vatiga ja suleme õhu juurdepääsu.

2. Kaalume mõlemad filtrid hoolikalt analüütilistel kaaludel, täites kõiki kaalumise reegleid ning soovitusi p.4.1. Paneme kirja ka metrooloogilised andmed.

3. Täidame aspiraatori veega, ühendame külge filtrid ja laseme neist vähemalt 20 l õhku läbi voolata. Aspiraatorit võib korduvalt täita veega, aga selleks ajaks tuleb sulgeda õhuvool läbi filtrite.

4. Kaalume filtrid uuesti, jälgides, et nad oleksid väliselt täpselt samas seisundis kui eelmisel kaalumisel (samad korgid jne.).

Filtreid vee abil mitte puhastada (võivad lõhkeda)!

5. Leiame massi juurdekasvu ja arvutame

- absoluutse niiskuse a ,
- veeauru rõhu e ,
- relatiivse niiskuse r ,
- kastepunkti t .

6. Arvutame absoluutse niiskuse piirvea, arvestades soovitusi p. 4.1.

7. Lisaküsimusi ja -ülesandeid

7.1. Enne praktikumi

1. Kui suur on relatiivne niiskus ja kastepunkt küllastunud niiske õhu puhul?
2. Miks on talvel tubades relatiivne niiskus väike, väljas aga suur? Kas talvel toa tuulutamise järel relatiivne niiskus suureneb või väheneb? Põhjendada.
3. Kas relatiivne niiskus võib põhimõtteliselt üle 100 % tõusta? Selgitada.
4. Tuletada valem (2).

7.2. Pärast praktikumi

1. Eriniiskuseks s nimetatakse antud ruumalas leiduva veeauru massi m_w ja samas ruumalas leiduva niiske õhu massi m suhet. Kuidas on eriniiskus seotud veeauru rõhuga? Tuletada vastav valem (kasutades Clapeyroni-Mendelejevi võrrandit).
2. Leida eriniiskus käesoleva töö tulemuste järgi, kasutades valemit $s = 0,622 e/p$.
3. Niiskuse defitsiidiks d nimetatakse samal temperatuuril küllastunud ja tegelikult õhus olemasoleva veeauru rõhkude vahet $d = E - e$. Leida niiskuse defitsiit antud töö tulemuste järgi. Mida näitab niiskuse defitsiit?

Kirjandus

1. А.К. Кикоин, И.К. Кикоин. Молекулярная физика. "Наука", М., 1976, стр. 347 - 349.
2. В.А. Савич. Психрометрические таблицы. Гидрометиздат. Л., 1963.

16. STATISTILISTE SEADUSPÄRASUSTE UURIMINE MEHAANILISTEL MUDELITEL

Sissejuhatus

Juhuslikkus on äärmiselt lai mõiste, ta avaldub kõikvõimalikes materiaalse maailma nähtustes. Juhuslikeks nimetame kõiki nähtusi, mis pole seaduspärased, mida me ei oska antud tingimustes täpselt ette ennustada.

Meid huvitavad siin juhuslikkuse avaldumised füüsikalistes nähtustes. On kerge tuua näiteid mitmesugustest füüsikaharudest. Mehaanilist liikumist õpime füüsika kursuses kui rangelt seaduspärast liikumist, kuid tegelikkuses mõjustavad konkreetset praktilist liikumisprotsessi paljud meile tundmatud või kontrollimatud tegurid, seega ei saa liikumist absoluutselt täpselt ette ennustada. Ka statiivi külge kinnitatud tulirelva puhul ei lange kuulid täpselt märklaua ühte ja samasse punkti. Meie käe või seinakellad jäävad maha või lähevad ette, võrreldes täpsemate ajanäitajatega. Tuul puhub kord ühes, kord teises suunas, mitmesuguse tugevusega. Keegi ei oska arvutada, kuhu langeb üks märgitud tahmakübe, mis väljub korstnast. Kose kohin kujutab endast täiesti korrapäratuid, s.o. juhuslikke õhu akustilisi võnkumisi. Kui me keeme tundliku raadiovastuvõtja täisvõimsusele ja häälestame ta saatejaama pealt kõrvale, kuuleme kahinat. See on kuuldavaks tehtud elektriline müra, s.o. juhuslikud elektrilised protsessid. Pole võimalik ennustada, millal toimub selle või teise radioaktiivse aatomi lagunemine.

Kui juhuslikud nähtused teatavast nähtuste klassist (teatavatel fikseeritud tingimustel) esinevad suurel arvul, saame neid statistiliselt uurida, s.t. uurida mitmesuguseid karakteristikuid, mis iseloomustavad kogu seda nähtuste hulka (ansamblit) tervikuna, nagu näiteks mõne suuruse keskväärtnus (aritmeetiline keskmine), mõne nähtuse ilmutumissagedus jne.

Sellised ansamblit tervikuna iseloomustavad suurused võivad olla juba küllalt püsivad, seaduspärased ning on üldiselt seda püsivamad, seda seaduspärasemad, mida suurema ansambli-ga meil tegemist on. Näiteks võib erinevate inimeste mass olla vägagi erinev, kuid isegi väikese linna elanike massi aritmeetiline keskmine on väga püsiv ja kindel suurus. Teo-reetiliseks baasiks sellistel uurimistel on tõenäosusteoo-ria.

Browni liikumise tundmaõppimine ajendas aine molekulaar-atomistliku ehituse teooria tekkimist. Tänapäeval teame, et aine on tohutu suure arvu imepisikeste, isegi mikroskoobis nähtamatute koostisosade, molekulide või aatomite kogum. Need osakesed on lakkamatus kaootilises liikumises. Suhte-liselt lihtsalt eksperimentaalselt avastatav ja teoreetili-selt käsitletav on molekulide juhuslik liikumine gaasis. Elementaarse gaaside kineetilise teooria kohaselt kujutab gaas endast väikeste elastsete kerakeste (molekulide) kogu-mit, mis liiguvad korrapäratult tühjuses ja põrkuvad ükstei-se vastu, samuti vastu tahkete ja vedelate ainete pinda.

Käesolevas töös uurime mõningaid statistilisi seaduspära-susi lihtsate mehaaniliste seadmete abil, pidades seejuures silmas eelkõige rakendusi gaaside kineetilises teoorias.

1. NORMAALJAOTUSSEADUSE UURIMINE

1.1. Tööülesanne

Tutvuda kirjandusega. Saada eksperimentaalne jaotusakõver, võrrelda seda teoreetiliselega.

1.2. Töövahendid

Mehaaniline mudel normaaljaotusseaduse uurimiseks.

1.3. Teoreetiline sissejuhatus

Kõige rohkem levinud jaotusseaduseks looduses on normaal-ne (Gaussi) jaotusseadus. Kui juhuslik suurus kujutab endast väga suure arvu positiivsete ja negatiivsete komponentide summat, allub ta normaaljaotusseadusele.

Üksik gaasi molekul, mis põrkub juhuslikult kokku teise molekuliga, saab tollelt mingi impulsi ja ta liikumise suund ning kiirus muutuvad. Järgneb mingi juhusliku pikkusega teelõik korrapärasest liikumist (vabatee) ja uus kokkupõrge, uus impulss, kiiruse ja suuna muutus. Olgu märgitud, et suund ja kiirus kokku moodustavad kiirusevektori. Niiviisi läbib iga üksik molekul keerulise trajektoori, tema asukoht ning kiirusevektor muutuvad kokkupõrgete tagajärjel juhuslikult.

Vaatleme nüüd molekuli liikumist ühe telje, x -telje sihis. Tavaliselt on meil tegemist selliste ajavahemikega, mille jooksul toimub tohtu arv kokkupõrkeid. Juba ühe tuhandendiku sekundi jooksul jõuab üks molekul miljoneid kordi teistega kokku põrkuda (normaaltingimustel). Iga kokkupõrkega muutub ka molekuli x -telje-suunaline impulss (liikumishulk). Seega impulsi ning samuti soojusliikumise kiiruse komponent kujutab endast suure hulga juhuslike üksikimpulsside summat. Tõenäosusteoorias näidatakse, et suure arvu juhuslike suuruste summa jaotusseadus läheneb normaaljaotuseadusele, kui liidetavate arv summas kasvab. Seega peaks ka mingi telje sihiline molekuli kiiruse komponent alluma normaaljaotusele. Kiirusekomponendi v_x normaaljaotust võib kirjutada kujul

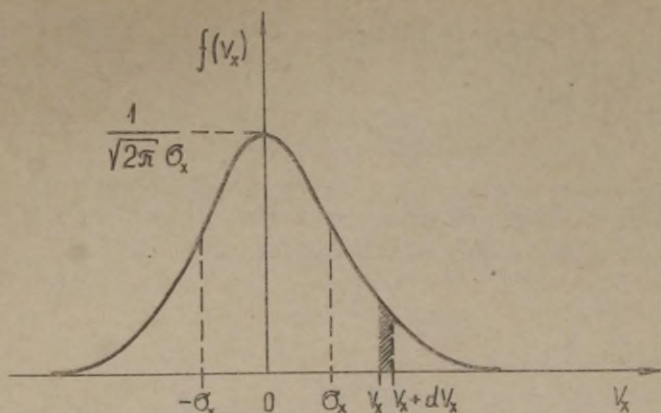
$$f(v_x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \sigma_x} \exp - \left[\frac{v_x^2}{2 \sigma_x^2} \right] . \quad (1.1)$$

Korrutis $f(v_x)dv_x$ annab tõenäosuse, et molekuli kiirusekomponent asub vahemikus $(v_x, v_x + dv_x)$. Teisiti võib öelda, et see korrutis annab meile selle osa molekulide koguarvust, mille kiirus on vahemikus $(v_x, v_x + dv_x)$.

Siin eeldatakse, et molekulide keskmine kiirus on null, näiteks on gaas anumas paigal. Suurust σ_x^2 nimetatakse kiirusekomponendi dispersiooniks, σ_x - standardhälbeks ehk ruutkeskmiseks hälbeks.

Normaaljaotuse graafik, vastavalt valemile (1.1), on toodud joonisel 1.1.

Joonisel on kujutatud ka väike kiirusevahemik $(v_x, v_x + dv_x)$.



Joon. 1.1. Normaaljaotuse graafik.

Tõenäosus $f(v_x)dv_x$ on joonisel kujutatud viirutatud pinnaga. Kui seda väikest kiirusevahemikku nihutada 0-punktile lähemale, siis pindala kasvab. Graafikult on näha, et kõige rohkem on molekule, mille kiirusekomponent on nulli lähedal (siin pole juttu kiiruse absoluutväärtusest!). Et kõver on sümmeetriline, siis molekuli kiirusekomponendi keskväärtsus on null, nagu peabki olema (gaas tervikuna seisab peigal). Kõvera-alune pindala võrdub ühega.

σ_x näitab kõvera laiust: mida suurem on σ_x , seda laiemasse piirkonda on jaotunud kiirused. Füüsikalised uurimused on näidanud, et kässoleval juhul avaldub σ_x^2 kujul

$$\sigma_x^2 = \frac{kT}{m}, \quad (1.2)$$

kus k on Boltzmanni konstant,
 T - absoluutne temperatuur,
 m - molekuli mass.

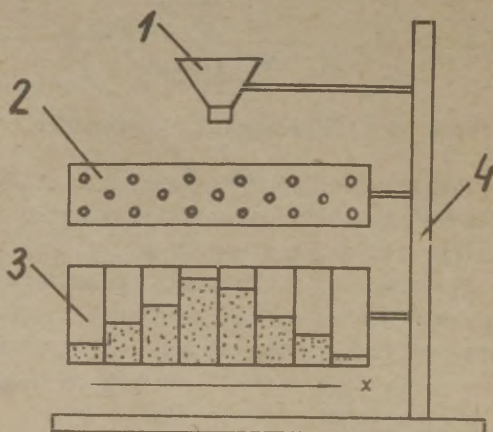
Meie teoreetilisel mudelil on seega muuseas olnud, et temperatuuri lähenemisel absoluutsele nullile lähenevad kõikide molekulide kiirused nullile.

On võimalik näidata, et ka üksiku märgitud molekuli nihke komponent mingi telje sihis, kui (anuma) seinad on väga

kaugel, allub normaaljaotusele. Siin, muide, dispersioon suureneb võrdeliselt ajaga ning varem või hiljem hakkavad seinad mõju avaldama.

1.4. Seadme kirjeldus

Katseseadme (joon. 1.2) abil saab praktiliselt jälgida normaaljaotusseaduse tekkimist. Seejuures on olemas teatav analoogia gaasi molekulide käitumisega.



Joon. 1.2. Katseseade.

Läbi lehtri 1 puistatakse mingeid väikesi ühesuguseid osakesi (näiteks tangu). Tanguterade kiirusekomponent x -telje sihis (piki kasti 3) on algul 0 ja nad langevad kitsa joana. Tanguterad kukuvad võrkudele 2 ja saavad juhuslikke impulsse nii võrgu traatidelt kui ka omavahelistest põrgetest. Pärast võrkudest läbitulemist kukuvad terad lahtritega kasti 3, kusjuures igasse lahtrisse satub isesugune hulk terakesi. Lehtri allservas oleva pilu laius on vastavate siibrikestega reguleeritav.

Võrgud kujutavad endast raamile kinnitatud paralleelseid (5 mm vahega) traate. Nad on hoidjatesse paigutatud nii, et iga järgmine võrk on eelmise suhtes poolperioodi võrra nihu-

tatud, s.t. iga järgmise võrgu traat tuleb just eelmise võrgu avause keskkoha. Kui terake langeb traadile, võib ta võrdse tõenäosusega kalduda nii paremale kui vasakule. Seega saadakse juhuslike hälvete summa jaotuskõver tasapinnas, mis on risti võrgu traatidega. Kõvera kõrgused (ordinaadid) saame terakeste nivoodena lahtrites.

Tuleb märkida, et me saame niiviisi nihutusekomponendi jaotuse, mitte kiirusekomponendi oma. Me peame sellega leppima, kuna terakeste kiirusi ei saa küllalt lihtsalt mõõta.

1.5. Töö käik

a) Paneme hoidjasse kaks võrku, mis vastab väikesele arvule põrgetele ehk lühikesele ajavahemikule. Ülemise võrgu keskmine traat olgu täpselt lehtri pilu all. Alumine võrk olgu poolperioodi võrra nihutatud.

Püüame reguleerida lehtri alumises osas olevaid siibriksi sümmeetriliselt, nii et terad parajasti vabalt läbi mahuksid. Võrkude vahed olgu 10 ... 20 mm.

Lahtrite 0 peaks asuma täpselt lehtri keskkoha all.

Algul puistame teri ükshaaval, jälgime nende liikumist ja jaotumist lahtritesse. Kas esineb mingit seaduspärasust? Siis puistame teri suuremal hulgal, kuid mitte liiga kiiresti, nii et keskmised lahtrid kastis saaksid peaaegu täis. See vastab suurele arvule katsetele.

Mõõdame terakeste nivooide kõrgused $f(v_{x1})$ igas lahtris v_{x1} . Kui näiteks lahtris numbriga 3 vasakul pool 0-1 oli nivoo kõrgus 9,6, siis kanname tabelisse $v_x = -3$; $f(v_x) = 9,6$. Niisiis, 0-st vasakule jäävatele horisontaalrea arvudele kirjutame " - " ette. Soovitav on jaotada üks vertikaalsuunaline skaalajaotus silma järgi 5 osaks, nii et võime kirjutada $f(v_{x1})$ väärtusi 0,2; 0,4; 0,6 ... 3,6; 3,8; ... jne.

Tabeli näidis.

Tabel 1

v_{xi}	$f(v_{xi})$	$f(v_{xi}) / \sum_{i=-11}^{11} f(v_{xi})$
-11		
-10		
- 9		
⋮		
⋮		

Arvutame summa $N_1 = \sum_{i=-11}^{11} f(v_{xi})$, s.o. teise veeru arvude summa.

Kanname graafikule katkendliku joonega (millimeetripaber, formaat vähemalt 150 x 200 mm):

ordinaatteljele $\frac{f(v_{xi})}{N_1}$ ja abstsissateljele v_{xi} .

Tühjendame lahtrid.

b) Paneme hoidjasse neliteist võrku, seega on tege mist suure arvu impulssidega. Jällegi olgu iga järgmine eelmise suhtes poolperioodi võrra nihutatud. Puistame jällegi niipalju teri, et kaskmistes lahtrites tõuseks nivoo peaaegu vähemalt ülemise ääreni (10 jaotist). Mõõdame nivoode kõrgused ja kanname järgmisse tabelisse.

v_{xi}	$f(v_{xi})$	v_{xi}^2	$v_{xi}^2 f(v_{xi})$	$f(v_{xi}) / N_1$
-11				
-10				
- 9				
⋮				
⋮				

Arvutame v_x^2 ja $v_x^2 \cdot f(v_x)$ ning N_1 ja

$\sum_{i=-11}^{11} v_{xi}^2 \cdot f(v_{xi})$, s.t. teise ja neljanda veeru arvude summad.

Eksperimentaalse kõvera standardhälbe leiame valemiga

$$\sigma_x^2 = \frac{\sum_{i=-11}^{11} v_{xi}^2 \cdot f(v_{xi})}{N_1} \quad (1.3)$$

Nüüd kanname samale graafikule, mis punktis (a), punktid $\frac{f(v_{xi})}{N_1}$.

Arvutame valemi (1.1) järgi teoreetilise kõvera, võttes σ_x väärtuseks valemi (1.3) alusel leitud standardhälbe. Kanname teoreetilise kõvera jällegi samale graafikule. Jälgime kõverate lahkuminekuid. Millises vahemikus on suurim erinevus, kui suur?

2. MAXWELLI JA RAYLEIGH' JAOTUSSEADUSTE UURIMINE

2.1. Tööülesanne

Tutvuda kirjandusega. Saada katseliselt osakeste jaotus, mis on analoogiline gaasi molekulide kiiruste absoluutväärtuste jaotusega (Maxwelli jaotusseadus).

2.2. Töövahendid

Mehaaniline mudel jaotusseaduse uurimiseks.

2.3. Teoreetiline sissejuhatus

Käesoleva töö 1. osas oli meil vaatluse all molekuli kiiruse ühe komponendi jaotusseadus. Kokku on kiirusel kolm komponenti (v_x , v_y , v_z), mis moodustavad kiirusevektori. Kuna oletame, et gaas on isotroopne, s.t. kõik ruumisuunad on samaväärsed, on kõikidel kiirusekomponentidel ühe- ja samasugune jaotusseadus ning ühe- ja samasugune standardhälve

$$\sigma_x = \sigma_y = \sigma_z = \sigma.$$

Sellisel juhul on tegemist kolmemõõtmelise sümmeetrilise normaaljaotusega. Matemaatiliselt avaldub see valemiga

$$f(v_x, v_y, v_z) = \frac{1}{(2\pi)^{3/2} \sigma^3} \exp \left[-\frac{v_x^2 + v_y^2 + v_z^2}{2\sigma^2} \right]. \quad (2.1)$$

Korrutis $f(v_x, v_y, v_z) dv_x dv_y dv_z$ annab tõenäosuse, et molekulil on samaaegselt kiirusekomponendid väikestes vahemikes $(v_x, v_x + dv_x)$, $(v_y, v_y + dv_y)$, $(v_z, v_z + dv_z)$. Integraal jaotusfunktsioonist kõikide komponentide järgi rajades $-\infty$ kuni ∞ annab parajasti 1.

Pakub huvi teada saada, milline on kiirusevektori absoluutväärtuse $v = \sqrt{v_x^2 + v_y^2 + v_z^2}$ jaotusseadus. Selleks tuleb üle minna sfäärilistesse koordinaatidesse $(v_\rho, v_\varphi, v_\theta)$ ja integreerida üle nurgamuutujate (v_θ, v_φ) nende kogu määramispiirkonnas. Saame

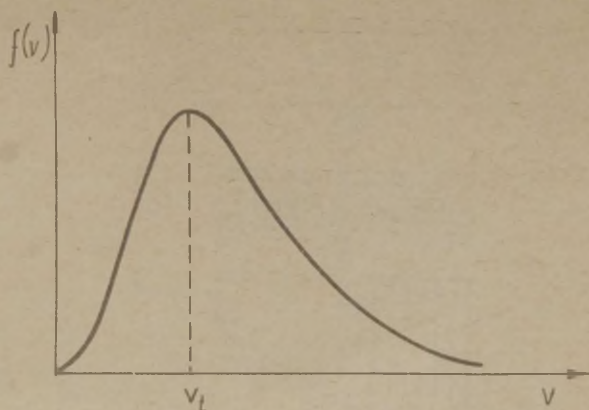
$$f(v) = \frac{4\pi v^2}{(2\pi)^{3/2} \sigma^3} \exp \left(-\frac{v^2}{2\sigma^2} \right). \quad (2.2)$$

See ongi Maxwelli jaotusseadus. Jaotusseadust iseloomustab graafik joonisel 2.1.

Samuti nagu joonise 1.1 puhul, annab korrutis $f(v)dv$ tõenäosuse kiiruse leidmiseks kitsas vahemikus $(v, v+dv)$.

Kõvera maksimumile vastavat kiirust v_t nimetatakse tõenäoiseimaks kiiruseks. Viimane sõltub temperatuurist, temperatuuri kasvades molekulide kiirused üldiselt kasvavad ja tõenäoiseim kiirus kasvab samuti. Tõenäoiseima kiiruse võib tavalisel meetodil arvutada. Saame

$$v_t = \sqrt{\frac{2kT}{m}} = \sqrt{2} \sigma. \quad (2.3)$$



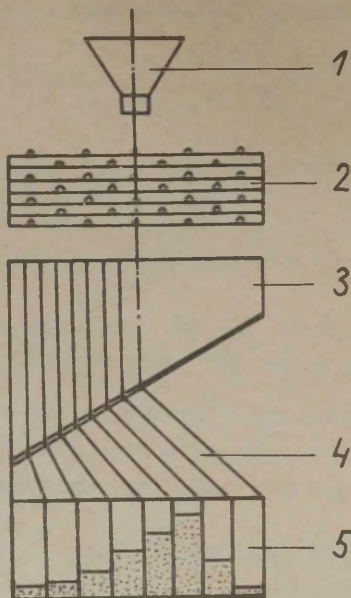
Joon. 2.1. Maxwelli jaotusseadus.

2.4. Seadme kirjeldus

Mehaaniline mudel, mida kasutatakse Maxwelli jaotusseaduse uurimiseks, on skemaatiliselt kujutatud joonisel (2.2). Lehtrist 1 suunduvad terakesed metallvõrkudele 2. Võrgu diameeter on 30 cm, silma suurus $5 \times 5 \text{ mm}^2$. Kõik võrgud on asetatud üksteisest 10 mm kaugusele ja nihutatud poolperioodi võrra, s.t. järgmise võrgu sõlm tuleb eelmise võrgu silma tsentrisse. Pärast võrkude läbimist tekkinud hajutamise pilt on analoogiline pildiga, mis tekib, kui märklauda tulistada palju kuule.

Vahetult võrkude alla on pandud vertikaalsed kontsentriilsed silindrid 3, raadiustega 1, 2, 3, ..., 15 cm. Need koondavad kokku kõik terakesed, mis on teatavas raadiuse vahemikus, arvestades keskpunkti, s.o. nad integreerivad ühe nurgamuutuja järgi. Silindrite põhi on kinnine, ainult ühes kohas on avased juhttorudele 4, mida mööda kõik ühte raadiusevahemikku sattunud terad juhitakse orgaanilisest

klaasist seintega nõusse 5.



Joon. 2.2. Katseseade.

Tuleb juhtida tähelepanu sellele, et siin on kahjuks tegemist kahemõõtmelise jaotusega ja integreerimisega ainult üle ühe nurgamuutuja, seega pole täit vastavust Maxwelli seadusega oodata.* Nagu töö 1. osas, nii ka siin registreerime mitte osakese kiirusi, vaid nihkeid.

5. Töö käik

a) Asetame mudelisse nummerdamise järjekorras kõik võrgud (10 topeltvõrku). Puistame läbi leetri küllaldase hulga terakesi. Mõõdame igasse lahtrisse langenud terade nivoo $f(v_1)$

* Kui integreerida kahemõõtmelist sümmeetrilist normaaljaotust nurgamuutuja järgi, saame Rayleigh' jaotusseaduse

$$f(v) = \frac{v}{\sigma^2} \exp\left(-\frac{v^2}{2\sigma^2}\right). \text{ Sel juhul } v_t = \sigma.$$

suhtelistes ühikutes. Kanname arvud tabelisse.

Tabel 2

v_i	$f(v_i)$	$f(v_i) / N_2$
1		
2		
3		
.		
.		

Leiame summa $N_2 = \sum_{i=1}^{15} f(v_i)$.

Joonestame uuele millimeetripaberi lehele graafiku

$f(v_i) / N_2$ sõltuvalt v_1 -st. Leiame tõenäoiseima "kiiruse" v_t . Terade äravalamiseks võib kasutada osa A katseriista.

b) Teeme täpselt samad mõõtmised, arvutused ja joonestuse kriipsjoonega poole väiksema võrkude arvuga (5 topeltvõrku). Kasutame viimase tabeli kuju. Võrdleme graafikuid.

Leiame valemi (2.3) abil σ , võrdleme seda osas A leitud σ_x -ga. Kirjutame protokolli võrdluste tulemused.

Joonestame valemi (2.2) abil teoreetilised kõverad, kasutades äsjaleitud σ väärtusi. Teoreetilise kõvera joonestamiseks piisab 10 ... 15 sobivalt valitud punkti leidmisest. Vastavad arvud kanname ka viimasesse tabelisse. Jälgime lahkuminekuid eksperimentaalsetest kõveratest.

3. Küsimusi

3.1. Enne praktikumi

1. Milline oleks Maa atmosfääri ülemine piir, kui kõigil molekulidel oleks maapinnal võrdsed kiiruse

vertikaalkomponendid ja molekulide omavahelised kokkupõrked panduksid?

- 2. Kuidas matemaatiliselt defineerida molekulide keskmist ja ruutkeskmist kiirust?**
- 3. Milline on suuruse σ_x (või σ) dimensioon?**
- 4. Milline võiks olla valemi (1.2) füüsikaline sisu (selgitada valemit sõnaliselt)?**
- 5. Kuidas toimub valemi (2.3) tuletamine?**

3.2. Pärast praktikumi

- 1. Kuidas saaks langevate tanguterade kiirust mõõta (käesolevat tööd täiustades)?**
- 2. Kas on mingit alust oodata töö 1. osas leitud σ_x ja 2. osas leitud σ kokkulangemist (põhjendada)?**
- 3. Maxwelli jaotusseaduse graafikule joonestada ka Rayleigh' jaotusseadus vastava σ -ga (vt. lk. 112).**

Kirjandus

- 1. I. Saveljev. Füüsika üldkursus I. "Valgus", Tln., 1978, lk. 272 - 280.**
- 2. А.К. Кикоин, И.К. Кикоин. Молекулярная физика. М., 1976, стр. 60 - 77.**
- 3. А.Н. Матвеев. Молекулярная физика. М., 1987, стр. 58-63.**

Sisukord

Eessõna	3
1. Vedeliku sisehõõrdeteguri temperatuurist sõltuvuse määramine Stokes'i meetodil	5
2. Vedeliku viskoossuse määramine ketta sumbu- vatest pöördvõnkumistest	12
3. Vedeliku sisehõõrdeteguri määramine kapil- laarviskosimeetriga	22
4. Õhu sisehõõrdeteguri määramine kapillaarvis- kosimeetriga	27
5. Pindpinevusteguri määramine vedeliku tõusu järgi kapillaartorudes	31
6. Pindpinevusteguri sõltuvus temperatuurist ja lahuse kontsentratsioonist.....	34
7. Vedeliku pindpinevusteguri määramine rõnga- ja tilgameetodil	38
8. Vedeliku pindpinevusteguri määramine laine- meetodil	44
9. Suhte C_p/C_v määramine Clément'i-Desormes'i meetodil	51
10. Metall (hea soojusjuhi) soojusliku erijuh- tivuse määramine	57
11. Halbade soojusjuhtide soojusjuhtivuse mõõt- mine	62
12. Õhu soojusjuhtivusteguri määramine	68
13. Metallide erisoojuse määramine jahtumismee- todil	76
14. Tahke keha erisoojuse määramine kalorimeet- rilisel meetodil	82
15. Õhuniiskuse karakteristikute määramine	92
16. Statistiliste seaduspärasuste uurimine me- haanilistel mudelitel	102

РУКОВОДСТВА ЛАБОРАТОРНЫМИ РАБОТАМИ ПО
МОЛЕКУЛЯРНОЙ ФИЗИКЕ.

Изд. 2-е, исправл.

Составитель Нан С а л ь м.

На эстонском языке.

Тартуский государственный университет.

ЭССР, 202400, г.Тарту, ул.Дликооли, 18.

Vastutav toimetaja O. Saks.

Paljundamisele antud 9.12.1987.

Formaat 60x84/16.

Rotaatoripaber.

Masinakiri. Rotaprint.

Tingtrükipoogmaid 6,74.

Arvestuspoogmaid 5,42. Trükipoogmaid 7,25.

Trükiarv 500.

Tell. nr. 1047.

Hind 20 kop.

TRÜ trükikoda, ENSV, 202400 Tartu, Tiigi t. 78.